ORSAY
Série A
N° d'ordre :
1172

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD

pour obtenir

le Grade de Docteur ès Sciences Physiques

Spécialité : Physique Nucléaire

par

Hervé DERRIEN

ETUDE DES SECTIONS EFFICACES DE REACTION DES NEUTRONS DE RESONANCE AVEC ^{239}Pu

Thèse soutenue le 6 novembre 1973 devant la Commission d'Examen

M. LEFORT — Président

J. HOROWITZ
A. MICHAUDON — Examinateurs
R. JOLY

ORSAY
Série A
N° d'ordre :
1172

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD

pour obtenir

le Grade de Docteur ès Sciences Physiques

Spécialité : Physique Nucléaire

par

Hervé DERRIEN

ETUDE DES SECTIONS EFFICACES DE REACTION DES NEUTRONS DE RESONANCE AVEC ^{239}Pu

Thèse soutenue le 6 novembre 1973 devant la Commission d'Examen

M. LEFORT — Président

J. HOROWITZ
A. MICHAUDON — Examinateurs
R. JOLY

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549212_0025

REMERCIEMENTS

Le travail présenté ici a été réalisé dans les laboratoires du Commissariat à l'Energie Atomique que je tiens à remercier dans la personne du Haut Commissaire.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur R. Joly, Chef du Service de Métrologie et de Mesures Neutroniques Fondamentales qui m'a apporté tout son appui dans la réalisation de ce travail.

Les expériences qui ont servi de base à cette étude ont été faites sous la direction de Monsieur A. Michaudon auprès de qui j'ai trouvé une aide précieuse pour l'interprétation des résultats; je lui adresse mes plus vifs remerciements. Je remercie également Monsieur D. Paya pour les nombreux conseils et suggestions au cours de la rédaction du manuscrit.

La masse des données expérimentales nécessaires pour l'étude des propriétés des sections efficaces neutroniques dans le domaine des résonances n'a pu être obtenue, et l'analyse de ces données n'a pu être faite, que grâce à la collaboration de toute l'équipe qui travaille auprès de l'accélérateur à électrons 60 MeV de Saclay; qu'ils en soient tous remerciés. Je citerai, en particulier, Monsieur J. Blons qui a été le principal auteur de la mesure de la section efficace de fission à la température de l'azote liquide, Monsieur J. Trochon qui a réalisé la mesure de la section efficace de diffusion sans laquelle l'interprétation de l'ensemble des résultats aurait été très imparfaite, Monsieur P. Ribon qui a contribué à la mesure de la section efficace totale dont Messieurs M. Alix et J. Girard furent les techniciens.

L'analyse des résultats expérimentaux a été possible grâce aux programmes mis au point par Mademoiselle M. Sanche que je tiens à remercier spécialement, ainsi que Madame J. Blaise et Mademoiselle C. Thiébault. La mise au point du programme d'analyse multiniveaux a pu être faite grâce à la collaboration de Monsieur Alix et à sa parfaite connaissance des possibilités du calculateur CDC 6600.

Mes remerciements vont également à Messieurs B. Cauvin et M. Huet qui ont assuré la mise en ligne de l'expérience de transmission sur le calculateur CAE 510, et à Monsieur M. Dumazert qui a résolu les problèmes mécaniques posés par les cibles, les ralentisseurs de neutrons et les bases de vol.

J'adresse mes remerciements à Madame P. Gugenberger et à son groupe qui ont assuré la préparation matérielle de ce rapport.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

Chapitre I - RAPPELS THEORIQUES 4

I.1 Généralités 4

I.2 Théorie de la matrice R 6

I.3 Méthodes pratiques pour l'utilisation de la théorie de la matrice R 16

I.4 Propriétés des paramètres des niveaux 26

I.5 Valeurs moyennes des paramètres de résonances 35

I.6 Conclusion 40

REFERENCES DU CHAPITRE I 42

Chapitre II - MESURE DE LA SECTION EFFICACE TOTALE ET DE LA SECTION EFFICACE DE FISSION DE ^{239}Pu DANS LE DOMAINE DES RESONANCES NEUTRONIQUES 45

II.1 Généralités 45

II.2 Mesure de la section efficace totale 51

II.3 Mesure de la section efficace de fission 58

II.4 Conclusion 61

REFERENCES DU CHAPITRE II 62

Chapitre III - ANALYSE DE LA SECTION EFFICACE TOTALE ET DE LA SECTION EFFICACE DE FISSION DANS LE DOMAINE DES RESONANCES PAR LE FORMALISME BREIT ET WIGNER A UN NIVEAU 75

III.1 Introduction 75

III.2 Méthodes d'analyse à un niveau 76

III.3 Identification des niveaux et étude des espacements 83

III.4 Largeurs neutroniques réduites et fonction densité 86

III.5 Largeurs de fission 88
III.6 Largeurs totales de capture radiative 92
III.7 Etude des résonances et de leurs paramètres en fonction de leur état de spin 93
III.8 Conclusion 100

REFERENCES DU CHAPITRE III 102

Chapitre IV - ANALYSE SIMULTANEE DE LA SECTION EFFICACE TOTALE ET DE LA SECTION EFFICACE DE FISSION PAR UN FORMALISME MULTINIVEAUX 123
IV.1 Introduction 123
IV.2 Description du programme utilisé 124
IV.3 Importance des interférences dans les noyaux fissiles 127
IV.4 Analyse multiniveaux des sections efficaces totales et de fission de ^{239}Pu de 4 eV à 200 eV 136
IV.5 Conclusion 145

REFERENCES DU CHAPITRE IV 146

Chapitre V - RECHERCHE D'UNE STRUCTURE INTERMEDIAIRE DANS LA SECTION EFFICACE DE FISSION 168
V.1 Introduction 168
V.2 Etude de la section efficace moyenne de fission 173
V.3 Etude particulière des largeurs moyennes de fission de la voie 1^+ 178
V.4 Conclusion 184

REFERENCES DU CHAPITRE V 185

CONCLUSION GENERALE 200

INTRODUCTION

Le travail qui va être exposé s'inscrit dans le cadre des mesures de sections efficaces neutroniques auprès de l'accélérateur à électrons de 60 MeV de Saclay utilisés comme source pulsée de neutrons. Nous nous intéressons aux réactions induites par les neutrons de basse énergie (au-dessous de 100 keV), réactions possibles à cause de l'absence de barrière coulombienne et qui sont bien expliquées par l'hypothèse de la formation d'un noyau composé. Les résonances apparaissant dans les sections efficaces correspondent aux niveaux excités du noyau composé à des énergies légèrement supérieures à l'énergie de liaison, B_n, d'un neutron dans ce noyau (B_n + énergie cinétique du neutron incident). A cette haute énergie d'excitation (de l'ordre de 6 MeV pour les noyaux au voisinage de A = 240), la densité des niveaux est très grande mais leur séparation est possible grâce à la spectrométrie par temps-de-vol de neutrons dont la résolution permet actuellement de séparer, dans le cas des noyaux fissiles par exemple, quelques centaines de résonances dans une bande d'énergie de quelques centaines d'électron-volt. Les paramètres de ces résonances sont définis dans le cadre de théories formelles des réactions nucléaires et, de leurs propriétés statistiques, on peut déduire d'importants renseignements au sujet du mécanisme de l'interaction d'un neutron avec les noyaux atomiques.

Nous avons étudié le noyau de ^{239}Pu. Cette étude présente, de toute évidence, un intérêt pratique étant donné le rôle joué par ^{239}Pu dans les réacteurs nucléaires ; les demandes de mesures concernant ce noyau sont restées pendant très longtemps prioritaires et les résultats de ce travail contribuent pour une grande part à les satisfaire. De plus, c'est un noyau de choix pour une étude théorique, en particulier en ce qui concerne l'étu-

de de la fission des noyaux lourds. En effet, il est de spin et parité $I^{\pi} = 1/2^{+}$; au cours de l'interaction avec un neutron de moment orbital $\ell = 0$ (neutrons "s"), qui est la seule à considérer pour des neutrons de basse énergie, le noyau composé de ^{240}Pu formé se trouve dans l'un ou l'autre des deux états de moment angulaire total suivant : $J_1 = I - \frac{1}{2} = 0$ et $J_2 = I + \frac{1}{2} = 1$, et de parité positive. Les deux facteurs statistiques g correspondants sont : $g_1 = \frac{1}{2}\frac{2J_1 + 1}{2I + 1} = \frac{1}{4}$ et $g_2 = \frac{1}{2}\frac{2J_2 + 1}{2I + 1} = \frac{3}{4}$, valeurs très différentes qui constituent le cas le plus favorable à la séparation des deux familles de résonances relatives aux deux états de spin J_1 et J_2 du noyau composé. Nous verrons d'autre part que, d'après la théorie de Bohr, les propriétés de la fission sont fortement corrélées à ces états de spin ; en particulier, les hauteurs des barrières de fission, qui sont reliées aux largeurs moyennes de fission, dépendent des états de spin. Il sera donc possible de bien étudier les propriétés de la fission dans les résonances, d'après la connaissance des paramètres moyens caractérisant les deux familles de résonances. Nous verrons également que ces propriétés pourront encore être précisées par le fait que la séparation des résonances en deux états de spin permet d'utiliser efficacement un programme d'analyse de sections efficaces expérimentales basé sur un formalisme plus complet que celui dit de Breit et Wigner à un niveau. Ainsi, en relation avec cette analyse, une partie de ce travail sera consacrée à l'aspect analyse multiniveaux des sections efficaces des noyaux fissiles.

Une propriété essentielle de la fission a été mise en évidence ces dernières années : c'est l'existence d'un deuxième maximum dans la variation de l'énergie potentielle du noyau au cours de sa déformation et qui explique la structure intermédiaire observée dans les sections efficaces de fission sous le seuil. Mais une telle structure pourrait également être observée dans la section efficace des noyaux fissiles ; il suffit pour cela que l'une des voies de fission ne soit que partiellement ouverte. Ici encore, le fait de pouvoir classer les résonances suivant leur état de spin place ^{239}Pu dans une situation favorable en ce qui concerne la recherche d'une structure dans une voie de fission particulière.

L'exposé qui va suivre a été divisé en cinq chapitres. Dans le chapitre I nous faisons un rappel de la théorie de la matrice R qui est à la base de tous les formalismes utilisés dans l'analyse des sections efficaces neutroniques dans le domaine des résonances ; nous rappelons également les propriétés statistiques des paramètres de résonances ainsi que les relations donnant les valeurs moyennes de ces paramètres. Dans le chapitre II, après

un bref rappel de la méthode de spectrométrie par temps de vol de neutrons, nous décrivons les mesures de la section efficace totale et de la section efficace de fission. Les résultats de ces mesures sont analysés par le formalisme Breit et Wigner à un niveau dans le chapitre III. Cette analyse est complétée dans le chapitre IV par une analyse utilisant un formalisme multiniveaux, après une étude critique de l'influence des interférences dans les sections efficaces des noyaux fissiles et la description d'un programme mis au point spécialement pour cette analyse. Dans le chapitre V nous mettons en évidence un effet non statistique (structure intermédiaire) par l'étude des largeurs de fission des résonances de l'état 1^+.

Chapitre I

RAPPELS THEORIQUES

I.1 GENERALITES

Les théories proposées pour l'explication de la forme des sections efficaces neutroniques à basse énergie sont basées sur l'hypothèse de la formation du noyau composé. Quand le neutron n rencontre le noyau cible A, il se forme un noyau composé B^* dans un état excité dont le temps de vie est grand, comparé au temps de parcours moyen du neutron n dans le noyau A ; dans le cas de neutrons de basse énergie, le noyau B^* se désexcite de trois façons différentes correspondant à trois types de réactions : a) réémission d'un neutron de même énergie que le neutron incident (diffusion élastique) ; b) capture définitive du neutron avec émission d'un rayonnement γ (capture radiative) ; c) fission en plusieurs fragments (en général deux fragments de masse voisine).

Les résonances observées dans les sections efficaces neutroniques correspondent aux niveaux d'énergie du noyau composé B^*, à des énergies légèrement supérieures à l'énergie de liaison d'un neutron dans le noyau B^*.

Une première formulation de la section efficace résonnante a été proposée par G. Breit et E. Wigner en 1936 [I.1] dans le cas de la diffusion élastique et de la capture radiative, pour un seul niveau de résonance (la formule n'étant strictement applicable qu'aux résonances isolées) ; la forme de la section efficace au voisinage de la résonance est donnée par la relation :

$$\sigma_r \simeq \frac{\Gamma_n \Gamma_p}{(E - E_r)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad ; \qquad (I.1)$$

Γ_n est la largeur partielle de diffusion élastique et Γ_p la largeur partielle de désexcitation par émission d'une particule p ou d'un rayonnement γ ; Γ est la largeur totale de la résonance, E_r l'énergie au pic de la résonance et E l'énergie du neutron incident.

H.A. Bethe et G. Placzek ont donné en 1937 [I.2] une formulation générale tenant compte de tous les niveaux et de toutes les désexcitations possibles ; mais les résultats de leurs calculs ne sont encore applicables que si la largeur des résonances est très inférieure à l'espacement moyen des niveaux.

Dans ces premiers travaux, les auteurs ont utilisé une méthode de perturbations, les amplitudes partielles de désexcitation étant alors définies en fonction de ces perturbations. Les formules correspondantes ont été appelées formules de dispersion par analogie avec le problème de la dispersion de la lumière par les systèmes atomiques qui a servi de modèle aux premières théories des réactions nucléaires.

La théorie des perturbations implique que certains termes de l'hamiltonien nucléaire peuvent être considérés comme très faibles ; les formulations précédentes ne seraient donc qu'une grossière approximation dans l'hypothèse des interactions fortes. P.L. Kapur et R. Peierls,en 1938 [I.3] , ont montré que l'on pouvait malgré tout les justifier sans faire d'hypothèses particulières sur la nature des interactions à l'intérieur du noyau composé. Ils ont introduit la notion de voie de réaction et de surface de voie limitant, dans l'espace d'interaction, une région intérieure et une région extérieure : la particule projectile entre dans la région intérieure à partir du moment où elle peut interagir avec la particule cible pour former le noyau composé excité ; elle se trouve dans la région extérieure dans le cas contraire.

Chaque mode de formation de B^* est une voie d'entrée et chaque mode de désexcitation de B^* est une voie de sortie de la réaction ; à chaque voie c est associée une surface de voie S_c de rayon a_c.

Les amplitudes de désexcitation de B^* dans les différentes voies sont alors définies par le choix des conditions aux limites imposées aux fonctions d'onde à la surface des voies. Les conditions aux limites choisies par P.L. Kapur et R. Peierls sont celles qui annulent l'amplitude de la fonction d'onde incidente dans chaque voie, ce choix pouvant être justifié si la largeur des résonances est très inférieure à leur espacement. L'expression obtenue pour la section efficace est analogue à celle obtenue par H.A. Bethe et B. Placzek ; mais les paramètres des résonances sont complexes et dépendent de l'énergie du

neutron incident car les conditions aux limites sont elles-mêmes complexes et fonction de l'énergie.

La théorie de P.L. Kapur et R. Peierls est la première véritable théorie des réactions nucléaires. La théorie de la matrice R de E.P. Wigner et L. Eisenbud [I.4] est fondamentalement la même. Elle diffère essentiellement par le choix des conditions aux limites qui sont réelles et indépendantes de l'énergie, ce qui conduit à des paramètres de résonances réels et indépendants de l'énergie. Cette théorie semble donc plus adaptée à l'analyse des sections efficaces neutroniques dans le domaine des résonances. Mais elle entraîne une formulation très complexe des sections efficaces ; son utilisation pratique est peu commode, à moins de faire certaines hypothèses simplificatrices qui restreignent automatiquement son application. Dans les paragraphes suivants un rappel de cette théorie va être fait ainsi qu'une revue des différents formalismes proposés pour rendre pratique son utilisation. Ensuite, nous donnerons les propriétés générales des paramètres accessibles par ces différents formalismes.

I.2 THEORIE DE LA MATRICE R

Une revue complète de la théorie de la matrice R a été faite en 1958 par A.M. Lane et R.G. Thomas [I.5]. Nous allons en rappeler les grandes lignes.

Le système en interaction comporte un nombre total A de nucléons. Toute paire de particules ou de noyaux susceptible de former ce système de A nucléons en interaction constitue une voie d'entrée ; de même, toute paire issue de la désexcitation du système constitue une voie de sortie. Les deux particules d'une paire appartiennent à la région extérieure de l'espace de configuration si leur distance mutuelle est supérieure au rayon a_c de la voie : leur mouvement relatif peut alors être décrit par un potentiel central fonction de la distance. Elles appartiennent à la région intérieure si leur distance est inférieure à a_c ; les particules de la paire peuvent alors perdre leur individualité pour constituer un système de A nucléons indiscernables en interaction. La théorie ignore la nature des forces nucléaires d'interaction entre les A nucléons ; elle admet seulement qu'il est possible de définir un ensemble de fonctions propres X_λ de l'hamiltonien H de la région intérieure en imposant certaines conditions à la surface des voies. Le rayon a_c de chaque voie peut être choisi arbitrairement. On prend, en général, la plus petite

valeur possible, c'est-à-dire la somme des rayons des particules ou noyaux de la paire ; au-delà de cette valeur, on admet que le potentiel d'origine nucléaire est nul. Dans le cas de réactions nucléaires induites par un neutron sur un noyau lourd, le rayon de la voie neutron est pratiquement égal au rayon R du noyau.

Chaque voie c sera définie par les quantités suivantes :

a) la nature et le nombre de nucléons de chaque constituant de la paire ; le type ainsi défini est caractérisé par l'indice α ;

b) le moment angulaire total I_1 et I_2 des deux particules dont la combinaison vectorielle donne le spin s de la voie ; schématiquement :

$$\vec{s} = \vec{I}_1 + \vec{I}_2 \ ;$$

à chaque valeur de s correspond une voie différente ; ν est la projection de s sur un axe de l'espace ;

c) le moment angulaire orbital relatif des deux particules qui se combine avec s pour donner le moment angulaire total J du système ; schématiquement :

$$\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{s}$$

m et M sont les projections de ℓ et de J sur un axe de l'espace.

L'indice c caractérisant une voie correspond à un ensemble $\{\alpha s \nu \ell m\}$ ou $\{\alpha s \ell JM\}$.

Dans le cas des réactions induites par neutrons sur des noyaux de moment angulaire total I_1 le spin s de la voie d'entrée est :

$$s = I_1 \pm \frac{1}{2}$$

et pour des neutrons de moment orbital $\ell = 0$ (neutrons "s") le moment angulaire total du noyau composé peut être $J = I_1 + 1/2$ ou $J = I_1 - 1/2$, à moins que I_1 ne soit nul ; dans ce cas, J a une seule valeur : 1/2.

I.2.1 Fonctions d'onde des voies

Si E est l'énergie cinétique à l'infini, M_α la masse réduite de la paire α et r la coordonnée radiale de séparation, l'équation radiale de Schrödinger du mouvement relatif des deux particules dans la voie c est :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} - \frac{2M_\alpha}{\hbar^2}(V-E)\right]u(r) = 0 \quad . \tag{I.2}$$

On désignera par $I_{\alpha\ell}$ et $O_{\alpha\ell}$ les fonctions d'onde incidentes et réfléchies solutions de cette équation.

La fonction d'onde complète du mouvement relatif se met sous la forme :

$$\psi = r^{-1}u(r)i^{\ell}Y_m^{\ell}(\theta,\phi).$$

Pour obtenir une description complète de la voie, on doit inclure les fonctions d'onde internes et le spin s de la voie ; ceci est fait en introduisant la fonction $\Psi_{\alpha s\nu}$ qui dépend des propriétés intérieures du système. La fonction d'onde complète de la voie est alors :

$$\psi_c = r^{-1}i^{\ell}Y_m^{\ell}(\theta,\Phi)\psi_{\alpha s\nu}u(r) = \mathcal{Y}_{\alpha s\ell\nu m}u(r) \quad .$$

Les fonctions $\mathcal{Y}_{\alpha s\ell\nu m} = r^{-1}i^{\ell}Y_m^{\ell}(\theta,\Phi)\psi_{\alpha s\nu}$ ont la propriété essentielle d'être orthogonales sur la surface des voies.

De même, les fonctions d'onde complètes incidentes et réfléchies de la voie c se mettent sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{\alpha s\ell\nu m} &= \mathcal{Y}_{\alpha s\ell\nu m}\, I_{\alpha\ell}/v_\alpha^{1/2} \quad , \\ \mathcal{O}_{\alpha s\ell\nu m} &= \mathcal{Y}_{\alpha s\ell\nu m}\, O_{\alpha\ell}/v_\alpha^{1/2} \quad , \end{aligned} \tag{I.3}$$

v_α étant la vitesse relative des deux particules.

En utilisant les propriétés d'orthogonalité des fonctions $\mathcal{Y}_{\alpha s\ell\nu m}$, on obtient :

$$\int_{r=a_c} \varphi^*_{\alpha s \ell \nu m}\, \psi_c\, dS_c \simeq u_c(a_c)$$

$$\int_{r=a_c} \varphi^*_{\alpha s \ell \nu m}\, \mathcal{J}_{\alpha s \ell \nu m}\, dS_c \simeq I_{\alpha \ell}(a_c)/v_\alpha^{1/2} \qquad (I.4)$$

$$\int_{r=a_c} \varphi^*_{\alpha s \ell \nu m}\, \mathcal{O}_{\alpha s \ell \nu m}\, dS_c \simeq O_{\alpha \ell}(a_c)/v_\alpha^{1/2}.$$

On définira également les fonctions S_c et P_c qui jouent un rôle important dans la détermination des paramètres des résonances ; elles sont directement reliées à la dérivée logarithmique de la fonction d'onde réfléchie par :

$$L_c = S_c + iP_c = \left(\frac{\rho_c}{O_{\alpha\ell}} \frac{dO_{\alpha\ell}}{d\rho_c}\right)_{r=a_c} \qquad (I.5)$$

où $\rho_c = k_c r$, k_c étant le nombre d'onde relatif à la voie c.

P_c est le facteur de pénétration de la voie c, et S_c est liée au décalage entre les énergies de résonances et les énergies des niveaux du noyau composé.

Dans le cas d'une voie où l'une des particules de la paire est constituée par un neutron, V est nul ; on a alors les formes simples suivantes :

$P_c \equiv P_o = \rho$ et $S_c \equiv S_o = 0$ pour les neutrons "s" ($\ell = 0$) ;

$P_c \equiv P_1 = \rho^3/(1+\rho^2)$ et $S_c \equiv S_1 = -1/(1+\rho^2)$ pour les neutrons "p" ($\ell = 1$).

I.2.2 *Fonction d'onde complète de la région extérieure*

La fonction d'onde complète de la région extérieure s'exprime en fonction de $\mathcal{J}_c$ et $\mathcal{O}_c$ de chaque voie :

$$\psi_{ext.} = \sum_c (x_c\, \mathcal{O}_c + y_c\, \mathcal{J}_c) \qquad (I.6)$$

avec :

$$x_c = - \sum_{c'} U_{cc'} y_{c'} \quad ;$$

U est la matrice de collision ; elle possède les propriétés d'unitarité (conservation du flux) et de symétrie (invariance par renversement du temps).

On a encore :

$$\psi_{ext.} = \sum_{c'} (\delta_{cc'} \mathcal{J}_{c'} - U_{cc'} \mathcal{O}_{c'}) y_{c'} \,. \tag{I.7}$$

Pour raccorder les fonctions d'onde externes et internes, il est nécessaire de connaître leurs projections sur les surfaces S_c des voies et les projections des dérivées correspondantes par rapport à r. Les valeurs obtenues pour les fonctions d'onde externes sont désignées par $V_{c_{ext.}}$ et $D_{c_{ext.}}$ et peuvent être calculées par les intégrales suivantes :

$$V_{c_{ext.}} = \left(\frac{\hbar^2}{2M_c a_c}\right)^{1/2} \int_{r=a_c} \varphi_c^* \psi_{ext.} \, dS_c$$

$$D_{c_{ext.}} = \left(\frac{\hbar^2}{2M_c a_c}\right)^{1/2} \int_{r=a_c} \varphi_c^* \, \mathrm{grad}_n (r_c \psi_{ext.}) dS_c \,.$$

En tenant compte des relations (I.4) et (I.7), on obtient :

$$V_{c_{ext.}} = \left(\frac{\hbar^2}{2M_c a_c}\right)^{1/2} \frac{1}{v_c^{1/2}} \left[y_c I_c - \left(\sum_{c'} y_{c'} U_{cc'} \right) O_c \right] \tag{I.8}$$

et :

$$D_{c_{ext.}} = \left(\frac{\rho_c^2 \hbar^2}{2M_c a_c}\right)^{1/2} \frac{1}{v_c^{1/2}} \left[y_c \frac{\partial I_c}{\partial \rho_c} - \left(\sum_{c'} y_{c'} U_{cc'} \right) \frac{\delta O_c}{\delta \rho_c} \right] \tag{I.9}$$

I.2.3 Fonctions d'onde de la région interne

En appliquant des conditions aux limites, réelles et indépendantes de l'énergie, sur l'ensemble des surfaces S_c des voies, on définit les

valeurs propres $E_{\lambda J}$ de l'hamiltonien H de la région interne, les valeurs $E_{\lambda J}$ constituant un spectre discret auquel correspondent les fonctions propres réelles $X_{\lambda JM}$ telles que :

$$HX_{\lambda JM} = E_{\lambda J} X_{\lambda JM} \quad . \tag{I.10}$$

Pour simplifier l'écriture, les indices J et M seront omis dans la suite. La projection de X_λ sur la surface S_c de la voie c est :

$$\gamma_{\lambda c} = \left(\frac{\hbar^2}{2M_c a_c} \right)^{1/2} \int_{r=a_c} \varphi_c^* X_\lambda \, dS_c \quad . \tag{I.11}$$

La projection de la dérivée correspondante par rapport à r est :

$$\delta_{\lambda c} = \left(\frac{\hbar^2}{2M_c a_c} \right)^{1/2} \int_{r=a_c} \varphi_c^* \, \mathrm{grad}_n (r_c X_\lambda) \, dS_c \quad . \tag{I.12}$$

Les conditions aux limites dans chaque voie sont choisies indépendamment de λ et définies par :

$$B_c = \delta_{\lambda c} / \gamma_{\lambda c} \quad . \tag{I.13}$$

On démontre que de telles conditions aux limites suffisent pour réaliser l'orthogonalité des fonctions X_λ dans la région intérieure τ :

$$\int_\tau X_\lambda^* X_{\lambda'} \, d\tau = \delta_{\lambda\lambda'} \quad .$$

La fonction d'onde interne peut donc s'écrire :

$$\psi_{\text{int.}} = \sum_\lambda C_\lambda \, X_\lambda$$

avec :

$$C_\lambda = \int_\tau X_\lambda^* \, \psi_{int.} \, d\tau \ .$$

En utilisant le théorème de Green et en remarquant que les fonctions X_λ et $\Psi_{int.}$ vérifient l'équation (I.10), on exprime C_λ de la façon suivante :

$$C_\lambda = (E_\lambda - E)^{-1} \sum_c (\gamma_{\lambda c} \, D_{c_{int.}} - V_{c_{int.}} \, \delta_{\lambda c}) \ . \qquad (I.14)$$

$V_{c_{int.}}$ et $D_{c_{int.}}$ sont définies de la même façon que $V_{c_{ext.}}$ et $D_{c_{ext.}}$, c'est-à-dire :

$$V_{c_{int.}} = \left(\frac{\hbar^2}{2M_c a_c} \right)^{1/2} \int_{r=a_c} \varphi_c^* \, \Psi_{int.} \, dS_c$$

et $D_{c_{int.}}$ est la dérivée correspondante par rapport à r.

Finalement, on obtient, en remplaçant $\delta_{\lambda c}/\gamma_{\lambda c}$ par B_c :

$$\Psi_{int.} = \sum_\lambda \left[(E_\lambda - E)^{-1} \sum_c \gamma_{\lambda c} \, (D_{c_{int.}} - B_c V_{c_{int.}}) \right] X_\lambda \qquad (I.15)$$

et, en projetant sur une surface de voie c' :

$$V_{c'_{int.}} = \sum_\lambda \left[(E_\lambda - E)^{-1} \sum_c \gamma_{\lambda c} \, (D_{c_{int.}} - B_c V_{c_{int.}}) \right] \gamma_{\lambda c'}$$

ou encore :

$$V_{c'_{int.}} = \sum_c R_{c'c} \, (D_{c_{int.}} - B_c V_{c_{int.}}) \qquad (I.16)$$

avec :

$$R_{c'c} = \sum_{\lambda} \gamma_{\lambda c}\gamma_{\lambda c'}/(E_{\lambda} - E) \ . \qquad (I.17)$$

Cette dernière relation définit les éléments de la matrice R.

I.2.4 Relation entre la matrice U et la matrice R . Sections efficaces

Pour assurer la continuité de la fonction d'onde du système à la surface des voies, $V_{c_{ext.}}$ et $D_{c_{ext.}}$ doivent également vérifier la relation (I.16), c'est-à-dire :

$$V_{c'_{ext.}} = \sum_{c} R_{c'c} \left(D_{c_{ext.}} - B_c V_{c_{ext.}}\right) \ .$$

Finalement, en utilisant les relations (I.8) et (I.9) et après réarrangement sous forme matricielle, la matrice U s'exprime en fonction de la matrice R de la façon suivante :

$$U = \Omega P^{1/2}\left[1 - R(L - B)\right]^{-1}\left[1 + R(L^{*} - B)\right]P^{-1/2}\Omega \ . \qquad (I.18)$$

R est une matrice réelle symétrique définie par (I.17) ; les matrices P, L, B, sont diagonales et leurs éléments diagonaux P_c, L_c, B_c sont définis par (I.5) et (I.13) ; Ω est une matrice de phase également diagonale et $\Omega_c = (I_c/O_c)_{r=a_c}$.

Si l'on considère la réaction nucléaire dont la voie d'entrée est constituée par la paire α, la section efficace totale et la section efficace de réaction relative à une voie c' différente de la voie d'entrée s'expriment de la façon suivante en fonction des éléments de la matrice U :

$$\sigma_{\alpha}^{(T)} = 2\pi\lambda\!\!\!^{-2}_{\alpha} \sum_{J} g_J \mathcal{R}e(1 - U^{J}_{c_J c_J}) \qquad (I.19)$$

$$\sigma_{\alpha c'} = \pi \lambda\!\!\!^{-2}_{\alpha} \sum_{J} g_J |U_{c_J c'}|^2 \qquad \text{(I.20)}$$

avec :

$$\lambda\!\!\!^{-}_{\alpha} = 1/k_\alpha = \hbar(2M_\alpha E)^{-1/2} \quad .$$

Le facteur statistique g_J est égal à :

$$(2J + 1)/(2I_1 + 1)(2I_2 + 1) \; . \qquad \text{(I.21)}$$

c_J indique la voie d'entrée correspondant au moment angulaire total J du système.

Les éléments de U sont calculés à partir de l'égalité (I.18) ; on a ainsi établi une relation entre les sections efficaces et les paramètres $\gamma_{\lambda c}$ et E_λ des niveaux du noyau composé.

I.2.5 *Formule de Breit et Wigner à un niveau généralisée*

La complexité de la relation (I.18) est telle qu'il n'est pas possible d'expliciter les sections efficaces en fonction des paramètres $\gamma_{\lambda c}$ et E_λ, à moins de faire certaines hypothèses sur le nombre de niveaux ou sur le nombre de voies de sortie. L'hypothèse qui consiste à ne considérer qu'un seul niveau λ dans la définition de l'élément $R_{cc'}$ de la matrice R conduit à la formule de Breit et Wigner à un niveau. On aura donc :

$$R_{cc'} = \frac{\gamma_{\lambda c}\gamma_{\lambda c'}}{E_\lambda - E} \quad .$$

Dans ce cas, on montre que les éléments de la matrice U s'écrivent simplement sous la forme suivante :

$$U_{cc'} = \Omega_c \Omega_{c'} \left[\delta_{cc'} + \frac{i\left(\Gamma_{\lambda c}\, \Gamma_{\lambda c'}\right)^{1/2}}{E_\lambda - \Delta E_\lambda - E - \frac{1}{2} i\Gamma_\lambda} \right] \qquad \text{(I.22)}$$

où : $\Gamma_{\lambda c} = 2P_c\gamma_{\lambda c}^2$,

$\Gamma_\lambda = \sum_c \Gamma_{\lambda c}$,

$\Delta E_\lambda = \sum_c (S_c - B_c)\gamma_{\lambda c}^2$.

$\Gamma_{\lambda c}$ est la largeur partielle de désexcitation du niveau λ dans la voie c ; $\gamma_{\lambda c}^2$ est la largeur réduite correspondante ; $\gamma_{\lambda c}$ est souvent appelée amplitude de largeur réduite ; $\Gamma_{\lambda c}$ varie avec l'énergie de la même manière que le facteur de pénétration P_c.

Γ_λ est la largeur totale de désexcitation du niveau λ ; ce paramètre est lié à la durée de vie du niveau λ du noyau composé par la relation :

$$\Gamma_\lambda = \hbar/\tau_\lambda \ .$$

L'énergie de résonance est définie par :

$$E_r = E_\lambda - \Delta E_\lambda \ .$$

Le décalage entre E_r et E_λ peut être annulé si les conditions aux limites sont choisies de telle façon que la matrice B soit identique à la matrice réelle S.

Dans le cas de réactions induites par des neutrons "s", l'élément correspondant de la matrice des phases est e^{-ikR} ; les sections efficaces déduites de (I.22) pour le niveau λ sont alors :

$$\sigma_n^{(T)} = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2} g \sin^2 kR + 4\pi\lambda\!\!\!^{-2} g \frac{\Gamma_{\lambda n}}{\Gamma_\lambda} \frac{1}{1 + x_\lambda^2} \cos 2kR$$

$$+ 4\pi\lambda\!\!\!^{-2} g \frac{\Gamma_{\lambda n}}{\Gamma_\lambda} \frac{x_\lambda}{1 + x_\lambda^2} \sin 2kR \quad , \qquad \text{(I.23)}$$

$$\sigma_{n_c} = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2} g \frac{\Gamma_{\lambda n}\,\Gamma_{\lambda c}}{\Gamma_\lambda^2} \frac{1}{1 + x_\lambda^2} \quad , \qquad \text{(I.24)}$$

avec :

$$x_\lambda = 2(E - E_r)/\Gamma_\lambda \ .$$

Les trois termes de la section efficace totale représentent, dans l'ordre, la section efficace de diffusion potentielle, la section efficace résonnante et la section efficace d'interférence potentielle-résonnante.

R, rayon de la voie neutron, peut être déterminé par la mesure de la section efficace de diffusion potentielle.

I.2.6 Simplification conduisant à la formule de P.L. Kapur et R. Peierls

Les conditions aux limites choisies par Kapur-Peierls sont celles qui réalisent l'égalité des matrices L et B. Dans ce cas, on a :

$$B = S + iP = L \tag{I.25}$$

et :

$$L^{*} - B = -2iP \quad .$$

L'expression matricielle (I.18) peut alors se simplifier et l'on obtient :

$$U_{cc'} = \Omega_c \Omega_{c'} \left[\delta_{cc'} + 2i \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c}\, \gamma_{\lambda c'}}{E_\lambda - E} (P_c P_{c'})^{1/2} \right] . \tag{I.26}$$

Nous avons déjà vu qu'une telle expression présente peu d'intérêt au point de vue pratique, les paramètres $\gamma_{\lambda c}$ et E_λ définis à partir des conditions aux limites (I.25) complexes et fonction de l'énergie étant eux-mêmes complexes et fonction de l'énergie.

I.3 METHODES PRATIQUES POUR L'UTILISATION DE LA THEORIE DE LA MATRICE R

Les principales difficultés viennent de l'inversion de la matrice $1 - R(L - B)$ qui entraîne des calculs longs et compliqués si l'on veut tenir compte d'un nombre de voies assez important. Les différentes méthodes proposées, ou bien évitent l'inversion de cette matrice, ou bien la redéfinissent dans un espace de voie plus réduit.

Le premier groupe de méthodes utilise la matrice des niveaux A [I.6] dont les éléments permettent de définir le développement suivant :

$$\left[1 - R(L - B)\right]^{-1}_{cc'} = \delta_{cc'} + \sum_{\lambda\lambda'} \gamma_{\lambda c}(L_{c'} - B_{c'})\gamma_{\lambda' c'} A_{\lambda\lambda'} ,$$

cette égalité étant réalisée si :

$$A^{-1}_{\lambda\lambda'} = (E_\lambda - E)\delta_{\lambda\lambda'} - \Delta_{\lambda\lambda'} - \frac{i}{2} \sum_c (\Gamma_{\lambda c})^{1/2}(\Gamma_{\lambda' c})^{1/2} \qquad (I.27)$$

avec :

$$\Gamma_{\lambda c} = 2P_c \gamma^2_{\lambda c}$$

largeur partielle de désexcitation des niveaux λ dans la voie c,
et :

$$\Delta_{\lambda\lambda'} = \sum_c S_c \gamma_{\lambda c}\gamma_{\lambda' c} .$$

Les éléments de la matrice U deviennent alors :

$$U_{cc'} = \Omega_c \Omega_{c'} \left[\delta_{cc'} + i \sum_{\lambda\lambda'} A_{\lambda\lambda'} (\Gamma_{\lambda c})^{1/2} (\Gamma_{\lambda' c'})^{1/2}\right] . \qquad (I.28)$$

La racine carrée de $\Gamma_{\lambda c}$ est prise positive ou négative suivant que l'amplitude $\gamma_{\lambda c}$ correspondante est positive ou négative. On est ramené à l'inversion d'une matrice définie dans l'espace des niveaux et dont les éléments sont donnés par la relation (I.27). Le problème est simplifié dans le seul cas où l'on peut se limiter à un nombre très réduit de niveaux.

Toutefois, si la matrice A^{-1} est diagonale, son inversion est immédiate et l'on obtient pour les éléments de la matrice U :

$$U_{cc'} = \Omega_c \Omega_{c'} \left[\delta_{cc'} + i \sum_\lambda (\Gamma_{\lambda c})^{1/2} (\Gamma_{\lambda c'})^{1/2} \Big/ (E_\lambda - E - \Delta_\lambda - \frac{i}{2} \Gamma_\lambda)\right] . \qquad (I.29)$$

Les sections efficaces sont alors des sommes, sur chaque niveau λ, de termes du type Breit-Wigner à un niveau tel qu'ils sont définis par les relations (I.23) et (I.24).

C'est donc l'importance des éléments non diagonaux $\sum_c (\Gamma_{\lambda c})^{1/2}(\Gamma_{\lambda' c})^{1/2}$ de la matrice A^{-1} qui permet d'évaluer l'écart existant entre les sections efficaces calculées à partir de l'approximation Breit-Wigner à un niveau et celles calculées à partir d'un formalisme plus élaboré. Cet écart représente la partie des sections efficaces dues aux interférences entre niveaux dans les différentes voies de sortie. L'importance de ces interférences dépend du nombre et de la nature des voies de sortie ouvertes. On sait que, dans le cas de réactions induites par des neutrons "s", les voies de sortie sont principalement de trois types : diffusion élastique, capture radiative et fission. Les éléments non diagonaux de A^{-1} se décomposent alors de la façon suivante :

$$\sum_c (\Gamma_{\lambda c})^{1/2}(\Gamma_{\lambda' c})^{1/2} = (\Gamma_{\lambda n})^{1/2}(\Gamma_{\lambda' n})^{1/2} + \sum_{c_\gamma} (\Gamma_{\lambda c_\gamma})^{1/2}(\Gamma_{\lambda' c_\gamma})^{1/2} + \sum_{c_f} (\Gamma_{\lambda c_f})^{1/2}(\Gamma_{\lambda' c_f})^{1/2} \quad ; \tag{I.30}$$

les indices n, c_γ et c_f indiquent les voies de diffusion, de capture et de fission relatives à un état de spin J.

Nous verrons plus loin que les amplitudes $\gamma_{\lambda c}$ de désexcitation dans une voie donnée c sont distribuées suivant une gaussienne de valeur moyenne nulle. Il est donc raisonnable de penser que, pour un mode de désexcitation à grand nombre de voies de sortie, la somme correspondante dans l'expression (I.30) doit être voisine de zéro (somme d'un grand nombre de termes dont les signes sont répartis au hasard). Le mode de désexcitation par rayonnement γ entre dans cette catégorie (complexité du spectre de désexcitation vers les bas niveaux excités) ; on peut donc négliger le deuxième terme dans la relation (I.30). Par contre, le nombre de voies de sortie conduisant à la fission est faible (théorie de Bohr). Il s'ensuit que, si des effets d'interférences existent dans les sections efficaces neutroniques des noyaux lourds, ces effets sont surtout dus à la voie de diffusion élastique et aux voies, peu nombreuses, de fission. De plus, en ce qui concerne les noyaux fissiles, les largeurs de diffusion neutroniques sont faibles, comparées aux autres largeurs partielles ; on pourra donc, dans ce cas, négliger les interférences dues à la voie neutron.

Nous allons décrire les trois méthodes qui ont été proposées pour l'analyse des sections efficaces des noyaux fissiles. Les deux premières, celles de E. Vogt et de D.B. Adler et F.T. Adler, utilisent la matrice des niveaux A ; la troisième, due à C.W. Reich et M.S. Moore, utilise directement une relation matricielle du type (I.18).

I.3.1 *Méthode de E. Vogt* [I.7]

E. Vogt ne retient que le troisième terme de la relation (I.30). Les éléments non diagonaux de A^{-1} sont donc définis par :

$$A^{-1}_{\lambda\lambda'\,(\lambda\neq\lambda')} = -\frac{i}{2}\sum_{c_f}(\Gamma_{\lambda c_f})^{1/2}(\Gamma_{\lambda' c_f})^{1/2} \quad .$$

Pour chaque niveau λ, on peut définir un vecteur fission $\vec{g}_{\lambda f}$ dont la longueur est $(\Gamma_{\lambda_f})^{1/2}$ et dont les composantes dans l'espace des voies de fission sont les ν valeurs de $(\Gamma_{\lambda c_f})^{1/2}$, ν étant le nombre de voies de fission considérées, la largeur totale de fission des niveaux λ étant alors :

$$\Gamma_{\lambda f} = \sum_{c_f}\Gamma_{\lambda c_f}$$

et l'on a :

$$A^{-1}_{\lambda\lambda'\,(\lambda\neq\lambda')} = -\frac{i}{2}\,\vec{g}_{\lambda f}\,\vec{g}_{\lambda' f} \quad . \tag{I.31}$$

Les produits scalaires :

$$\vec{g}_{\lambda f}\,\vec{g}_{\lambda' f} = (\Gamma_{\lambda f}\,\Gamma_{\lambda' f})^{1/2}\cos\theta_{\lambda\lambda'} \tag{I.32}$$

sont définis si l'on connaît la largeur totale de fission des niveaux et les angles $\theta_{\lambda\lambda'}$ des vecteurs fission pris deux à deux. Les composantes $\Gamma_{\lambda c_f}$ de $\Gamma_{\lambda f}$ ne sont définies que si l'on peut fixer le système d'axes de référence.

E. Vogt a montré que si la fission a lieu avec une égale probabilité à travers les ν voies ouvertes, la valeur moyenne de $\cos\theta_{\lambda\lambda'}$, était liée à ν par les relations suivantes :

$$< |\cos\theta_{\lambda\lambda'}| > \begin{cases} = \dfrac{(\nu-1)!}{2^{\nu-1}\left\{\left[\frac{1}{2}(\nu-1)\right]!\right\}^2} & \text{si } \nu \text{ est impair} \\ = \dfrac{2(\nu-1)!}{\pi\left[1.3.5 \ldots (\nu-1)\right]^2} & \text{si } \nu \text{ est pair} \\ \simeq \left[2/\pi(\nu-1)\right]^{1/2} & \text{si } \nu \text{ est grand} \end{cases} . \quad \text{(I.33)}$$

On montre que les sections efficaces totale et de fission neutroniques, relatives à l'état de spin J, s'expriment de la façon suivante en fonction des éléments de A et des produits scalaires des vecteurs fission :

$$\sigma_n^{(T)} = 2\pi\lambda^2 g_J \mathcal{R}e\left[(1-e^{-2ikR}) + \frac{i}{2} e^{-2ikR} \sum_{\lambda\lambda'} (\Gamma_{\lambda n})^{1/2}(\Gamma_{\lambda' n})^{1/2} A_{\lambda\lambda'}\right] ,$$

$$\sigma_{nf} = \frac{\pi}{2} \lambda^2 g_J \sum_{\lambda\lambda'\lambda''\lambda'''} (\Gamma_{\lambda n})^{1/2}(\Gamma_{\lambda' n})^{1/2} \vec{g}_{\lambda''f} \vec{g}_{\lambda'''f} A_{\lambda\lambda''} A^*_{\lambda'\lambda'''} . \quad \text{(I.34)}$$

I.3.2 *Méthode de D.B. Adler et F.T. Adler* [I.8]

L'utilisation de la matrice A ne simplifie pas le problème du calcul des sections efficaces dans les cas où l'on doit tenir compte d'un grand nombre de niveaux. L'idée de D.B. Adler et F.T. Adler est de diagonaliser la matrice symétrique A^{-1} par une transformation orthogonale S ; on obtient la matrice D^{-1} dont l'inversion est évidente. Les sections efficaces s'expriment alors simplement en fonction d'un ensemble de paramètres différents de ceux de la matrice R, mais reliés à ceux-ci par l'intermédiaire de la transformation S.

La diagonalisation de A^{-1} s'écrit :

$$S^{-1} A^{-1} S = D^{-1} \quad \text{ou} \quad A^{-1} S = S D^{-1} \quad . \tag{I.35}$$

Les éléments de S sont définis par les relations :

$$\sum_j A^{-1}_{kj} S_{jk'} = S_{kk'} D^{-1}_{k'} \quad ,$$

$$\sum_j S_{kj} S_{k'j} = S_{kk'} \quad .$$

Les éléments de D^{-1} sont racines du polynôme caractéristique :

$$\det(A^{-1} - xI) = 0 \quad ,$$

et peuvent se mettre sous la forme :

$$D^{-1}_k = C_k - E \quad . \tag{I.36}$$

Les valeurs de C_k apparaissent comme les pôles complexes de la matrice D ; leurs parties réelles et imaginaires sont fonction des paramètres de niveaux E_λ, $\Gamma_{\lambda c}$ et $\Gamma_{\lambda' c}$.

A partir de la relation $A = SDS^{-1}$ et des propriétés de la matrice S, on peut montrer que :

$$A_{\lambda\lambda'} = \sum_j \frac{S_{\lambda j} S_{\lambda' j}}{C_j - E} \quad .$$

Les éléments de la matrice de collision U sont alors :

$$U_{cc'} = \Omega_c \Omega_{c'} \left[\delta_{cc'} + i \sum_{\lambda\lambda'} \sum_j \frac{S_{\lambda j} S_{\lambda' j}}{C_j - E} (\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c})^{1/2} \right] \quad ,$$

ou encore :

$$U_{cc'} = \Omega_c \Omega_{c'} \left[\delta_{cc'} + i \sum_j \frac{(\tilde{\Gamma}_{jc} \tilde{\Gamma}_{jc'})^{1/2}}{C_j - E} \right] , \qquad \text{(I.37)}$$

les termes du type $\tilde{\Gamma}_{jc}$ étant des largeurs complexes définies par la transformation :

$$(\tilde{\Gamma}_{jc})^{1/2} = \sum_\lambda S_{\lambda j} (\Gamma_{\lambda c})^{1/2} . \qquad \text{(I.38)}$$

Cette expression de la matrice U est formellement identique à la relation (I.26) due à P.L. Kapur et R. Peierls , mais elle garde les conditions aux limites spécifiques de la matrice R.

La section efficace totale et les sections efficaces de réaction peuvent s'écrire en termes de paramètres réels, fonctions des parties réelles et imaginaires des paramètres complexes C_j et $\tilde{\Gamma}_{jc}$.

Nous allons expliciter les sections efficaces dans le cas des réactions induites par des neutrons "s". Pour cela, on posera :

$$\tilde{\Gamma}_{jn} = \alpha_j + i\beta_j \quad ,$$

$$C_j = \mu_j - i\nu_j \quad ,$$

μ_j et ν_j apparaissent comme l'énergie et la demi-largeur d'un niveau fictif j et

$$\tilde{\Gamma}_{jn} = \sum_{\lambda\lambda'} S_{\lambda j} S_{\lambda' j} (\Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\lambda' n})^{1/2}$$

est la largeur neutronique complexe de ce niveau.

La section efficace totale est déterminée par :

$$U^J_{nn} = e^{-2ikR} \left[1 + i \sum_j \frac{\alpha_j + i\beta_j}{\mu_j - i\nu_j - E} \right] .$$

En portant cette valeur dans la relation (I.19), on obtient pour l'état de spin J :

$$\sigma_n^{(T)} = 4\pi\lambda^2 g_J \sin^2 kR$$

$$+ 2\pi\lambda^2 g_J \sum_j \frac{1}{\nu_j} (\alpha_j \cos 2kR - \beta_j \sin 2kR) \frac{1}{x_j^2 + 1} \qquad (I.39)$$

$$+ 2\pi\lambda^2 g_J \sum_j \frac{1}{\nu_j} (\beta_j \cos 2kR + \alpha_j \sin 2kR) \frac{x_j}{x_j^2 + 1}$$

avec :

$$x_j = \frac{\mu_j - E}{\nu_j} \quad .$$

De même, les sections efficaces de réaction s'obtiennent à partir de :

$$U_{nc}^J = \Omega_n \Omega_c \, i \sum_j \frac{(\tilde{\Gamma}_{jn})^{1/2} (\tilde{\Gamma}_{jc})^{1/2}}{\mu_j - i\nu_j - E} \quad .$$

On a :

$$|U_{nc}^J|^2 = \sum_{jj'} (\tilde{\Gamma}_{jn} \tilde{\Gamma}^*_{j'n} \tilde{\Gamma}_{jc} \tilde{\Gamma}^*_{j'c})^{1/2} / (C_j - E)(C^*_{j'} - E)$$

qui peut se décomposer en :

$$\sum_{jj'} \left(\frac{A_{jj'}}{C_j - E} - \frac{A_{jj'}}{C^*_{j'} - E} \right) \quad .$$

En posant :

$$\sum_{j'} A_{jj'} = H_j - i\, G_j \quad ,$$

on montre que :

$$|U_{nc}^J|^2 = 2\mathcal{R}e \sum_j \frac{H_j - i\, G_j}{C_j - E} = 2 \sum_j \frac{(\mu_j - E)H_j + \nu_j G_j}{(\mu_j - E)^2 + \nu_j^2} \quad .$$

Ainsi, en portant cette valeur dans (I.20), on obtient :

$$\sigma_{nc}^{J} = 2\pi\lambda\!\!\!^{-2} g_J \sum_j \frac{1}{\nu_j} \left[\frac{G_j}{x_j^2 + 1} + \frac{x_j H_j}{x_j^2 + 1} \right] . \qquad \text{(I.40)}$$

On voit ainsi que les sections efficaces (I.39) et (I.40) s'expriment en termes analogues aux fonctions Breit-et-Wigner à un niveau pour les niveaux fictifs j. En particulier, la contribution du niveau fictif j dans la réaction (n,c) est formée d'une partie symétrique d'amplitude G_j et d'une partie dissymétrique d'amplitude H_j. Toutefois les amplitudes des parties dissymétriques peuvent être nulles ou très voisines de zéro, dans les deux cas suivants :

a) la largeur des résonances est faible devant leur espacement ; les effets d'interférence entre niveaux sont alors négligeables ;

b) le nombre de voies de sortie de la réaction est très grand et les effets d'interférence s'annulent en moyenne pour chaque niveau.

Les niveaux fictifs j sont alors identiques aux niveaux λ définis dans la théorie de la matrice R, les sections efficaces pouvant alors être décrites en termes de niveaux réels Breit-et-Wigner.

Le calcul des sections efficaces par les formules du type (I.39) et (I.40) ne présente aucune difficulté ; un ensemble de paramètres μ_j, ν_j, α_j, β_j, G_j et H_j adaptant une courbe théorique à des résultats expérimentaux peut être obtenu à peu de frais. Mais, dans le cas où les interférences sont importantes, l'interprétation d'un tel ensemble est difficile, la relation avec les paramètres de la matrice R se faisant par l'intermédiaire de transformations telles que (I.38).

Des méthodes permettant d'obtenir les paramètres des niveaux j à partir des paramètres des niveaux λ équivalents ont été mis au point [I.9], [I.10]. Mais une méthode générale permettant la transformation inverse n'a pas encore été développée.

Néanmoins, le formalisme de D.B. Adler et F.T. Adler est d'une grande utilité :

a) pour les pilologues dont le problème est de reproduire le plus fidèlement possible les sections efficaces, sans se préoccuper du sens physique des paramètres utilisés ;

b) dans les études de l'effet des interférences sur l'évaluation des sections efficaces moyennes dans les domaines d'énergie où les résonances ne sont pas résolues. Une telle étude a été faite récemment par J.D. Garrisson [I.11].

I.3.3 *Méthode de C.W. Reich et M.S. Moore* [I.12]

Cette méthode utilise directement la relation définissant la matrice U en fonction de la matrice R telle qu'elle a été établie dans les premiers travaux sur la théorie de la matrice R par E.P. Wigner et L. Eisenbud [I.4]. Cette relation, qui est équivalente à la relation (I.18) s'écrit de la façon suivante :

$$U^J = \Omega\left[1 - i(\mathcal{B}R^J\mathcal{B} + \mathcal{C})\right]^{-1}\left[1 + i(\mathcal{B}R^J\mathcal{B} + \mathcal{C})\right]\Omega \quad . \tag{I.41}$$

Les matrices Ω et R sont définies de la même façon qu'en (I.18).
Les matrices $\mathcal{B}$ et $\mathcal{C}$ sont définies :

a) par le comportement asymptotique des solutions de l'équation radiale de Shrödinger ; ce comportement asymptotique est une combinaison linéaire des formes suivantes :

$$\frac{1}{2}\, i(\mathcal{A}_{c\alpha} v_\alpha^{-1/2} e^{-ik_\alpha r} - \mathcal{A}^*_{c\alpha} v_\alpha^{-1/2} e^{ik_\alpha r})$$

et :

$$\frac{1}{2}\,(\mathcal{B}_c \Omega^*_{c\alpha} v_\alpha^{-1/2} e^{-ik_\alpha r} + \mathcal{B}_c \Omega_{c\alpha} v_\alpha^{-1/2} e^{ik_\alpha r})$$

pour la paire α dans la voie c ;

b) par les conditions aux limites à la surface des voies ; les conditions choisies par E.P. Wigner et L. Eisenbud conduisent aux relations :

$$\mathcal{B}\Omega\mathcal{A} = 1 - i\mathcal{C}$$

$$\mathcal{B}\Omega^*\mathcal{A}^* = 1 + i\mathcal{C}$$

$\mathcal{B}$ peut être choisie réelle et positive ; $\mathcal{C}$ est également réelle ; $\mathcal{B}$ et $\mathcal{C}$ dépendent en général de l'énergie de la particule incidente.

C.W. Reich et M.S. Moore ont séparé (pour les réactions induites par les neutrons "s") la contribution de la voie neutron et des voies conduisant à la fission, de la contribution des voies de capture radiative ; les calculs se font alors sur des matrices de dimensions réduites (une voie de diffusion élastique et les quelques voies de fission ouvertes). Ces auteurs ont montré que, si on ne tenait pas compte des effets d'interférence dus aux voies de capture, la matrice U pouvait s'écrire :

$$U^J = \Omega \frac{1 + i(\mathcal{P}R'^J\mathcal{P} + \mathcal{E})}{1 - i(\mathcal{P}R'^J\mathcal{P} + \mathcal{E})} \Omega \quad , \tag{I.42}$$

avec :

$$R'^J_{cc'} = \sum_\lambda \frac{\gamma_{\lambda c}\, \gamma_{\lambda' c}}{E_\lambda - E - \frac{i}{2}\Gamma_{\lambda\gamma}} \quad ; \tag{I.43}$$

$\Gamma_{\lambda\gamma}$ est la largeur totale de capture radiative ; R' est la matrice R réduite.

Si ν est le nombre de voies de fission considérées, l'ordre des matrices est $(1 + \nu)$. Dans le cas où une seule voie de fission est ouverte, on peut expliciter assez simplement les sections efficaces totales et les sections efficaces partielles de réaction [I.12]. Si ν est supérieur ou égal à 2, une telle explicitation n'est plus possible. Néanmoins, ν ayant toujours des valeurs faibles, il sera possible de calculer les sections efficaces sans faire appel à des techniques compliquées d'inversion de matrices d'ordre élevé.

I.4 PROPRIETES DES PARAMETRES DES NIVEAUX

La théorie de la matrice R est une théorie formelle qui permet d'exprimer les sections efficaces de réaction en fonction des paramètres E_λ et $\gamma_{\lambda c}$ des niveaux d'énergie du noyau composé, ces niveaux d'énergie étant définis en imposant des conditions aux limites réelles arbitraires à la surface du noyau composé dont le rayon est défini arbitrairement. La théorie peut être ainsi développée sans qu'aucune hypothèse ne soit faite

sur les grandeurs a_c et les valeurs réelles des conditions aux limites ; on impose seulement à a_c de satisfaire aux conditions définies au début de ce chapitre, c'est-à-dire qu'il doit être supérieur à une certaine valeur minimale. Il est évident que l'ensemble des valeurs E_λ et $\gamma_{\lambda c}$ dépend des valeurs de a_c et des conditions aux limites et qu'une infinité de tels ensembles peut être imaginée.L'utilité de la théorie de la matrice R dans l'analyse des sections efficaces expérimentales dépend de la possibilité de trouver un ensemble de valeurs E_λ et $\gamma_{\lambda c}$ s'adaptant aux paramètres des résonances observées. Si l'analyse des courbes expérimentales permet de trouver une telle correspondance, on aura alors défini implicitement les conditions aux limites et les rayons des voies en même temps que la réalité physique des paramètres E_λ et $\gamma_{\lambda c}$.

Dans le cas de l'approximation Breit-et-Wigner à un niveau, les relations (I.22) montrent qu'il est possible de faire coïncider E_λ et E_r si on prend, dans toutes les voies, des conditions aux limites égales au facteur de décalage S_c ; mais comme S_c varie avec l'énergie, la coïncidence n'est plus réalisée pour les autres résonances ; toutefois, on peut démontrer que l'écart est négligeable dans le domaine restreint d'énergie où les résonances sont séparées [I.13]. Pratiquement, dans l'analyse des résultats expérimentaux, on détermine l'énergie E_r des résonances et on admet que l'ensemble des valeurs E_r est très peu différent de l'ensemble des valeurs E_λ, quelle que soit la méthode d'analyse utilisée.

Les largeurs partielles de désexcitation $\Gamma_{\lambda c}$ sont liées aux amplitudes de réaction $\gamma_{\lambda c}$ par l'intermédiaire des facteurs de pénétration P_c :

$$\Gamma_{\lambda c} = 2P_c\gamma_{\lambda c}^2 \quad ;$$

cette relation donne, en particulier, la dépendance en $\sqrt{E}$ des largeurs $\Gamma_{\lambda n}$ de diffusion élastique des neutrons "s". Mais, dans le cas général, P_c n'est pas connu et on ne sait donc pas comment il varie avec l'énergie. On doit admettre, en première approximation, que cette variation est lente, et que, dans un domaine restreint d'énergie, P_c reste à peu près constant. Dans ce cas, les largeurs $\Gamma_{\lambda c}$ peuvent être considérées comme des grandeurs physiques mesurables et leurs propriétés sont directement reliées aux propriétés des amplitudes $\gamma_{\lambda c}$.

Aucune hypothèse n'est faite sur l'état et la nature du système nucléaire ; l'hamiltonien H du noyau composé (nous considérons un noyau lourd) est très complexe, mais n'a pas besoin d'être explicité ; on suppose

seulement l'existence des valeurs propres E_λ et des fonctions propres X_λ ; les propriétés individuelles de ces niveaux ne sont pas prévisibles ; leur nombre est très élevé aux énergies d'excitation de 5 à 6 MeV (énergie de liaison d'un neutron dans le noyau composé). Pour les noyaux fissiles, on peut dénombrer plusieurs centaines de résonances dans une gamme d'énergie du projectile-neutron allant de 0 à quelques centaines d'électrons-volts. On est donc amené à étudier les propriétés statistiques des paramètres de résonances telles que les fonctions de distribution, les valeurs moyennes, les variances et les corrélations. A cause de la complexité des interactions dans le noyau composé, on admet que les éléments de la matrice qui représente l'hamiltonien H sont distribués suivant une certaine loi statistique. Ainsi, les propriétés statistiques des paramètres peuvent être obtenues à partir de l'étude des matrices aléatoires.

Dans les paragraphes suivants, nous rappelons les résultats relatifs aux espacements des énergies de niveaux et aux largeurs partielles de désexcitation.

I.4.1 Loi de distribution des espacements des niveaux

D'après les hypothèses précédentes, la distribution des espacements des niveaux correspond à la distribution des valeurs propres d'une matrice aléatoire. E.P. Wigner [I.14] a montré que, dans ce cas, la probabilité de trouver des petits espacements était proportionnelle à l'espacement lui-même. Il a étendu cette propriété à tous les espacements et suggéré que la loi de distribution pouvait être la suivante :

$$p(x) = \frac{1}{2}\pi x e^{-\frac{1}{4}\pi x^2} \qquad \text{(I.44)}$$

où :

$$x = \frac{E_{n+1} - E_n}{D} = \frac{S}{D}$$

E_n et E_{n+1} sont les énergies de deux niveaux consécutifs et D est l'espacement moyen.

Ainsi, la probabilité de trouver un espacement nul est nulle ; c'est ce que l'on a appelé la loi de la répulsion des niveaux.

E.P. Wigner a également suggéré que la loi pourrait être pratiquement indépendante de la loi de distribution des éléments de la matrice représentant l'hamiltonien H. Cette suggestion fut vérifiée par N. Rosenzweig [I.15] qui analysa 200 matrices d'ordre 20 ; la loi de Wigner s'appliquait aussi bien dans le cas d'une distribution uniforme symétrique à valeur moyenne nulle que dans le cas d'une distribution gaussienne à valeur moyenne nulle ; toutefois, il constatait que, pour $x > 2{,}5$, la loi de Wigner prévoyait un nombre d'espacements trop faible.

M.L. Metha [I.16] a calculé d'une façon rigoureuse une limite inférieure et supérieure de la distribution intégrale des espacements. Ses calculs sont basés sur les hypothèses suivantes :

a) il n'y a pas de corrélation entre les éléments de matrice ;

b) l'hamiltonien H est statistiquement invariant dans toute transformation orthogonale linéaire.

Les limites trouvées sont les suivantes :

$$F_{inf.}(x) = 1 - e^{-\left(\frac{\pi}{4} x\right)^2} ,$$

$$F_{sup.}(x) = 1 - e^{-\left(\frac{\pi}{4} x\right)^2}\left[1 - \frac{1}{3}\left(\frac{\pi}{4} x\right)^2\right] .$$

La loi intégrale de Wigner $F_W(x) = 1 - e^{-\frac{\pi}{4} x^2}$ est comprise entre ces deux limites et constitue une très bonne approximation ; mais elle n'est jamais exacte, même dans l'hypothèse d'une matrice de rang infini.

M. Gaudin [I.17], faisant suite aux travaux de M.L. Metha, a étendu les calculs à des matrices dont l'ordre n croît indéfiniment ; l'expression qu'il obtient est un produit infini, rapidement convergent, permettant des calculs numériques ; la comparaison avec la loi de Wigner montre que celle-ci diffère de moins de 5 % de la loi exacte pour $x < 2$.

Les derniers travaux de ce type, sur la distribution des espacements, sont dus à F.J. Dyson [I.18]. A la différence de E.P. Wigner et de ses successeurs, qui ont travaillé sur un ensemble gaussien, il introduit un nouvel ensemble qu'il appelle orthogonal à N dimensions (étroitement lié au groupe orthogonal à N dimensions) ; il peut alors utiliser les méthodes de

calcul de la théorie des groupes ; ainsi les calculs se trouvent très simplifiés. Le système est représenté, non plus par l'hamiltonien H, mais par une matrice unitaire S d'ordre N. Les valeurs propres de S sont les nombres complexes $e^{-i\theta j}$ distribués autour du cercle unité. La relation précise entre S et H n'a pas besoin d'être spécifiée ; on suppose seulement que S est une fonction de H et ainsi les angles θ_j sont fonction des valeurs propres ε_j de H. L'hypothèse de base est la suivante :

le comportement de n niveaux consécutifs du système représenté par H,où n est petit comparé au nombre total de niveaux, est statistiquement équivalent au comportement, dans l'ensemble orthogonal, de n angles consécutifs θ_j, n étant petit comparé à N.

F.J. Dyson a étudié la distribution des espacements pour les grandes valeurs de x. Il a ainsi montré que, pour x grand, on avait :

$$p(x) = A\, x^{17/8} \exp.\left[-\frac{1}{4}x^2 - \frac{1}{2}x\right]$$

où $x = \pi S/2D$.

Si on compare avec la distribution de Wigner, on voit que celle-ci sous-estime la fréquence des espacements pour les grandes valeurs de x ; mais, dans la région où l'écart devient très grand, il y a tellement peu de chances de trouver des espacements que cela n'a finalement aucune importance.

Ainsi, en dépit des travaux entrepris à la suite de E.P. Wigner dans l'étude de la distribution des espacements de niveaux, la loi simple qu'il a proposée a toujours été utilisée par les expérimentateurs ; dans le domaine pratique d'utilisation, l'écart entre la loi de Wigner et une loi plus élaborée n'est pas décelable expérimentalement.

Remarque : La loi de Wigner est valable pour les espacements correspondant à un état de spin du noyau composé. On peut démontrer que la superposition non corrélée des niveaux relatifs à deux états de spin conduit à la loi suivante :

$$p(x) = \frac{\pi}{2}\frac{k^3}{(k+1)^3} X \exp\left(-\frac{\pi}{4}\frac{k^2}{(k+1)^2}X^2\right)\left[1 - \operatorname{erf}\frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{1}{1+k}X\right]$$

$$+ \frac{\pi}{2}\frac{1}{(k+1)^3} X \exp\left(-\frac{\pi}{4}\frac{1}{(k+1)^2}X^2\right)\left[1 - \operatorname{erf}\frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{k}{k+1}X\right] \qquad \text{(I.44bis)}$$

$$+ \frac{2k}{(k+1)^2}\exp\left(-\frac{\pi}{4}\frac{k^2+1}{(k+1)^2}X^2\right) ;$$

k est le rapport des populations des deux états de spin et X est le rapport entre l'espacement observé et l'espacement moyen.

I.4.2 *Distribution des largeurs partielles de désexcitation*

D.J. Hughes et J.A. Harvey [I.19], se basant sur les résultats expérimentaux connus en 1956 (résultats sur un ensemble de 14 noyaux), furent les premiers à proposer une loi de distribution pour les largeurs neutroniques réduites, c'est-à-dire pour les valeurs :

$$\Gamma^{\circ}_{\lambda n} = \Gamma_{\lambda n}/\sqrt{E} \simeq \gamma^2_{\lambda n} \ .$$

Ils montrèrent que les distributions expérimentales pouvaient correspondre à l'une ou l'autre des lois différentielles suivantes :

$$p(x) \simeq x^{-1/2}\, e^{-\frac{1}{2}x} \qquad \text{(I.45)}$$

ou

$$p(x) \simeq e^{-x} \qquad \text{(I.46)}$$

avec :

$$x = \Gamma^{\circ}_{\lambda n}/\langle\Gamma^{\circ}_{\lambda n}\rangle \ .$$

C.E. Porter et R.G. Thomas [I.20] reprirent une analyse plus détaillée des données en tenant compte des erreurs d'échantillonnage, des incertitudes expérimentales et de la possibilité du manque de petites valeurs non décelables

dans les expériences. En utilisant la méthode du maximum de vraisemblance, ils ont montré que les distributions expérimentales correspondaient à la loi (I.45) ; cette loi correspond à une distribution gaussienne de valeur moyenne nulle des amplitudes $\gamma_{\lambda n}$. Ils ont été les premiers à penser qu'une telle distribution pouvait résulter de la complexité des interactions dans un noyau composé lourd.

La loi de Porter et Thomas, vérifiée expérimentalement pour les largeurs neutroniques réduites, doit être encore valable pour les largeurs partielles de désexcitation dans les voies autres que la diffusion élastique. Mais l'étude expérimentale de telles largeurs partielles est plus compliquée, car l'expérience permet d'accéder à un ensemble de voies, et non à une voie particulière, correspondant à un mode de désexcitation donné (mode de fission ou mode de capture par exemple) ; en général, on mesure la largeur totale de désexcitation de ce mode, c'est-à-dire la quantité :

$$\Gamma_{\lambda c} = \sum_{\alpha=1}^{\alpha=\nu} 2\, P_\alpha\, \gamma_{\lambda\alpha}^2 \ ,$$

c désignant un mode de désexcitation se faisant à travers ν voies différentes α.

Toutefois, si l'on fait les hypothèses suivantes :

a) P_α varie peu dans le domaine d'énergie où l'on considère l'ensemble des valeurs $\gamma_{\lambda\alpha}$;

b) les valeurs moyennes de $\left| P_\alpha^{1/2} \gamma_{\lambda\alpha} \right|$ sur tous les niveaux λ de ce domaine d'énergie sont les mêmes quelle que soit la voie α ;

c) il n'y a pas de corrélation entre les différentes voies de l'ensemble c ;

alors, la loi de distribution des largeurs $\Gamma_{\lambda c}$ est un produit de convolution de ν carrés de gaussienne, c'est-à-dire la distribution en χ^2 à ν degrés de liberté :

$$p(x) = \Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right)\left(\frac{\nu}{2}\, x\right)^{\frac{\nu}{2}-1} e^{-\frac{\nu x}{2}}\, \frac{\nu}{2} \ , \qquad \text{(I.47)}$$

avec :

$$x = \Gamma_{\lambda c} / \langle \Gamma_{\lambda c} \rangle \ .$$

La variance d'une telle distribution est :

$$\text{var } x = 2/\nu \ . \qquad \text{(I.48)}$$

La dispersion est d'autant plus faible que le nombre ν de voies de sortie est grand.

En réalité, les valeurs moyennes de $|P_\alpha^{1/2} \gamma_{\lambda\alpha}|$ sont différentes, car les facteurs de pénétration peuvent être différents suivant les voies ; il peut également exister des corrélations entre les voies d'un ensemble c, ou entre les voies de plusieurs ensembles c (quoique l'évidence de telles corrélations n'ait pas encore été établie expérimentalement). Aussi doit-on s'attendre à ce que les distributions expérimentales des largeurs $\Gamma_{\lambda c}$ ne coïncident pas toujours avec un terme de la famille (I.47) où le nombre de degrés de liberté est égal au nombre réel de voies de sortie. Mais, on peut généralement adapter à une distribution expérimentale donnée une distribution théorique correspondant à un nombre de degrés de liberté apparent ν_{ap}, non nécessairement entier, inférieur au nombre réel de voies de sortie ν, telle que :

$$p(x) = \Gamma\left(\frac{\nu_{ap}}{2}\right)\left(\frac{\nu_{ap}}{2} x\right)^{\frac{\nu_{ap}}{2}-1} e^{-\frac{\nu_{ap}}{2} x} \frac{\nu_{ap}}{2} \ , \qquad \text{(I.49)}$$

$$\nu_{ap} < \nu \ .$$

Dans le cas d'un mode de désexcitation à peu de voies de sortie, la comparaison entre ν_{ap} et le nombre présumé de voies de sortie peut donner des renseignements sur le degré d'ouverture des voies. Il en sera question dans le chapitre III, à propos de l'étude des largeurs de fission de ^{239}Pu.

T.J. Krieger et C.E. Porter [I.21] ont étudié d'une façon plus générale la fonction de distribution des amplitudes $\gamma_{\lambda c}$; ils considèrent l'ensemble $\{ \gamma_{\lambda c} \}$ des largeurs de désexcitation de tous les niveaux λ dans toutes les voies c et définissent la loi de probabilité composée pour l'état de spin J :

$$P(\{\gamma_{\lambda c}\})_J = p(\gamma_{1c}, \gamma_{1c'}, \ldots, \gamma_{2c}, \gamma_{2c'}, \ldots) \ .$$

Pour calculer cette loi de probabilité, ils partent des deux hypothèses suivantes :

1° les niveaux λ sont indépendants ; $p(\{\gamma_{\lambda c}\})_J$ peut donc se mettre sous la forme du produit :

$$\prod_{\lambda} f_{\lambda}\ (\gamma_{\lambda c},\ \gamma_{\lambda c'},\ \ldots) \quad ; \tag{I.50}$$

2° $p(\{\gamma_{\lambda c}\})$ est invariante dans toute transformation orthogonale des fonctions X_{λ}.

Dans le cas particulier où l'on envisage une seule voie de sortie, ces hypothèses permettent d'établir :

$$f_{\lambda}(\gamma_{\lambda c}) = 2\pi\langle\gamma_{\lambda c}^2\rangle^{-\frac{1}{2}} \exp(-\gamma_{\lambda c}^2/2\langle\gamma_{\lambda c}^2\rangle) \ .$$

C'est la distribution gaussienne des amplitudes $\gamma_{\lambda c}$ prévue par Porter et Thomas.

Dans le cas général, on montre que les fonctions f_{λ} qui définissent le produit (I.50) peuvent se mettre sous la forme suivante :

$$f_{\lambda}(\gamma_{\lambda c},\ \gamma_{\lambda c'},\ \ldots) = \frac{|M|^{1/2}}{(2\pi)^{m/2}} \exp\left[-\frac{1}{2}\ (\vec{\gamma}_{\lambda}.M\vec{\gamma}_{\lambda})\right] \ , \tag{I.51}$$

dans laquelle m est le nombre des voies de sortie , $\vec{\gamma}_{\lambda}$ est un vecteur à m dimensions dont les composantes sont les m valeurs de $\gamma_{\lambda c}$, M est une matrice carrée d'ordre m et $|M|$ le déterminant de cette matrice.

Si M n'est pas diagonale, il est impossible de séparer la fonction f_{λ} en un produit de termes ne dépendant que d'une voie. Il peut donc exister, d'après les hypothèses faites, des corrélations entre deux ensembles $\gamma_{\lambda c}$ et $\gamma_{\lambda c'}$ par exemple. En particulier, si on ne considère que deux voies c et c', on peut montrer que :

$$\frac{\langle \gamma_{\lambda c}^2 \gamma_{\lambda c'}^2 \rangle - \langle \gamma_{\lambda c}^2 \rangle \langle \gamma_{\lambda c'}^2 \rangle}{\left[\langle \gamma_{\lambda c}^4 \rangle - \langle \gamma_{\lambda c}^2 \rangle^2\right]\left[\langle \gamma_{\lambda c'}^4 \rangle - \langle \gamma_{\lambda c'}^2 \rangle\right]} = \frac{M_{cc'}^2}{M_{cc}\, M_{c'c'}} \quad ; \qquad \text{(I.52)}$$

ce coefficient de corrélation ne peut être que positif ou nul.

Si M est diagonale, on obtient :

$$f_\lambda(\gamma_{\lambda c}, \gamma_{\lambda c'}, \ldots) = \prod_c \left(\frac{M_{cc}}{2\pi}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{1}{2} M_{cc} \gamma_{\lambda c}^2\right) .$$

On retrouve, indépendamment dans chaque voie c, la distribution gaussienne des amplitudes $\gamma_{\lambda c}$.

I.5 VALEURS MOYENNES DES PARAMETRES DE RESONANCES

Indépendamment des lois de distribution des paramètres de niveaux que nous venons de décrire dans le paragraphe précédent, et de toute relation avec la théorie de la matrice R ou autres théories formelles des réactions nucléaires, il est possible d'établir des relations permettant de déterminer l'espacement moyen des niveaux et la valeur moyenne des largeurs partielles de désexcitation ; certaines de ces relations sont basées sur des modèles nucléaires tels que le modèle du gaz de Fermi, le modèle statistique, le modèle optique et certains aspects du modèle en couches ; d'autres utilisent les propriétés particulières d'un processus (c'est par exemple le cas de la fission). Nous allons rappeler brièvement celles qui concernent les paramètres de résonances dans les réactions nucléaires induites par neutrons "s" sur des noyaux lourds.

I.5.1 Espacement moyen des niveaux

L'expression la plus communément utilisée de la densité des niveaux à une énergie d'excitation U est due à H.A. Bethe [I.22] et est basée sur le modèle du gaz de Fermi. La forme la plus complète est la suivante :

$$\rho = \frac{1}{D} = \frac{1}{24\sqrt{2}} \frac{1}{U^{5/4}} \frac{1}{a^{1/4}} \frac{1}{\sigma^3} e^{2\sqrt{aU}} \sum_J (2J+1) e^{-(J+\frac{1}{2})^2/2\sigma^2} . \qquad \text{(I.53)}$$

Une expression du paramètre a, permettant de tenir compte de la variation de ρ au voisinage des nombres magiques (effets de couches), a été proposée par T.D. Newton [I.23] :

$$a = 2\alpha(\bar{j}_z + \bar{j}_n + 1)A^{2/3} . \qquad (I.54)$$

J.M.B. Lang [I.24] a montré que la valeur de α permettant de mieux rendre compte des résultats expérimentaux est :

$$\alpha = 0.0374 .$$

Le paramètre σ mesurant la dispersion par rapport au spin J est lié au paramètre a par la relation :

$$\sigma^2 = 8.89 \times 10^{-2}\ aTA^{2/3} , \qquad (I.55)$$

T étant la température définie dans le modèle du gaz de Fermi. Le coefficient 8.89 est dû à A.V. Malychev [I.25].

L'énergie effective d'excitation U est égale à :

$B_n - (\delta_p + \delta_n)$ pour un noyau composé pair-pair ;

$B_n - \delta_p$ pour un noyau composé pair-impair ;

$B_n - \delta_n$ pour un noyau composé impair-pair ;

B_n pour un noyau composé impair-impair ;

δ_p et δ_n sont les énergies de paire de deux protons et de deux neutrons.

I.5.2 Largeur neutronique réduite moyenne et fonction densité

La fonction densité neutronique est égale au rapport entre la valeur moyenne $\langle\Gamma_n^\circ\rangle$ des largeurs neutroniques réduites et l'espacement moyen D :

$$S^\circ = \langle\Gamma_n^\circ\rangle / D \qquad (I.56)$$

Elle peut être déterminée, soit par l'étude des paramètres de résonances à basse énergie de neutrons, soit à partir des sections efficaces moyennes à plus haute énergie où les résonances ne sont pas résolues.

D'importants travaux ont été faits pour expliquer la variation de la fonction densité en fonction du nombre de masse. La plupart de ces travaux sont basés sur le modèle optique et diffèrent par le type de potentiel proposé. Une revue de ces travaux serait trop longue et sort du cadre de ce travail. Nous mentionnerons seulement que la théorie prévoit une valeur voisine de 10^{-4} dans le cas de neutrons "s" pour les nombres de masse au voisinage de 240.

I.5.3 Largeur moyenne de capture radiative

La théorie de la désexcitation par émission de rayons γ a été faite par J.M. Blatt et V.F. Weisskopf [I.26] à partir du modèle de particules indépendantes ; dans le cas de transitions du type dipolaire électrique E_1, et à condition qu'il n'y ait pas de corrélations entre les transitions individuelles, la largeur totale de capture radiative d'un niveau de résonance est donnée par :

$$\Gamma_\gamma = \frac{3}{4} \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{R}{\hbar c} \right)^2 \frac{D(U)}{D_o} \int_0^U \frac{E^3}{D(U - E)} dE \quad ; \qquad (I.57)$$

R est le rayon de la charge nucléaire , U l'énergie d'excitation effective ; D_o l'espacement moyen des niveaux à particules indépendantes , D(U) l'espacement moyen des niveaux de même spin et parité que la résonance considérée à l'énergie d'excitation U , D(U - E) l'espacement moyen des niveaux, à l'énergie U - E, dont le spin et la parité se déduisent du niveau initial par une transition E_1.

Etant donné que l'énergie U d'excitation est très élevée, une telle expression prévoit très peu de fluctuations dans les largeurs totales de capture radiative de résonance à résonance ; de plus, la valeur moyenne de Γ_γ devrait être indépendante du spin de la résonance.

En utilisant pour l'espacement moyen des niveaux une relation du type (I.53), Cameron [I.27] a montré que la valeur moyenne de capture radiative

à l'énergie d'excitation U était égale à :

$$\langle\Gamma_\gamma\rangle = cA^{2/3}b^4\left(1 + \frac{2b}{U^{1/2}}\right)\left(U^2 - \frac{10}{3}bU^{3/2} + 5b^2U - \frac{35}{9}b^3U^{1/2} + \frac{35}{27}b^4\right) \quad (I.58)$$

où

$$b = \frac{5.97}{(\bar{j}_n + \bar{j}_z + 1)^{1/2}A^{1/3}} \quad . \quad (I.59)$$

La valeur du paramètre c qui permet de tenir compte au mieux des résultats expérimentaux est égale à 5,2 ; $\langle\Gamma_\gamma\rangle$ est alors exprimé en meV et U en MeV.

I.5.4 *Largeurs moyennes de fission*

L'expérience montre qu'il y a de très fortes fluctuations dans les largeurs de fission de résonance à résonance, ce qui est incompatible d'après (I.48) avec un processus à grand nombre de voies de sortie. Aussi les états finals de la fission, qui sont tous les ensembles possibles de produits de fission avec leurs états quantiques, ne peuvent être considérés comme autant de voies de sortie non corrélées. La théorie de A. Bohr [I.28] permet de redéfinir la notion de voies de sortie de la fission d'une façon plus compatible avec les distributions expérimentales des largeurs de fission. Cette théorie considère une étape intermédiaire importante dans le processus de fission qui est l'état du noyau pour lequel l'énergie de déformation est maximale (point selle). Le noyau est alors très peu excité (noyau "froid") ; la plus grande partie de l'énergie d'excitation disponible a été utilisée en énergie de déformation pour amener le noyau au point selle à partir duquel la fission est rendue possible. Les états quantiques énergétiquement accessibles au point selle sont donc peu nombreux ; parmi eux se trouvent les états de transition vers la fission ayant mêmes spin et parité que les résonances et constituant les voies de sortie de fission non corrélées. D'après A. Bohr, les états quantiques au point selle s'apparentent aux états collectifs du noyau composé à l'équilibre au voisinage du fondamental ; le schéma de ces états collectifs constitue donc une base pour la recherche de voies de fission possibles.

La variation de l'énergie potentielle de déformation du noyau en fonction d'un paramètre de déformation (on utilise le plus souvent le paramètre β du modèle de la goutte liquide) définit une barrière de fission dont la hauteur dépend de l'état de transition. La pénétrabilité d'une telle barrière est donnée par la formule de Hill et Wheeler [I.29] :

$$P_{fJ^\pi} = \left[1 + \exp -2\pi \frac{E - E_{fJ^\pi}}{\hbar\omega_{J^\pi}} \right]^{-1} \qquad (I.60)$$

dans laquelle E est l'énergie d'excitation, E_{fJ^π} la hauteur de la barrière correspondant à l'état de transition de spin J et de parité π ; la barrière est supposée avoir une forme parabolique renversée et ω_{J^π} est la fréquence associée à l'oscillateur harmonique correspondant.

On peut alors, pour chaque état J^π du noyau composé, définir [I.30] une fonction densité de fission par la relation suivante :

$$2\pi \frac{\langle \Gamma_f \rangle_{J^\pi}}{\langle D \rangle_{J^\pi}} = \sum_{J^\pi} P_{fJ^\pi} \quad , \qquad (I.61)$$

la sommation se faisant sur toutes les voies de spin et parité J^π accessibles à l'énergie d'excitation E.

La somme $\sum_{J^\pi} P_{fJ^\pi} = N_{eff}$ est le nombre effectif de voies de sortie de fission ; N_{eff} n'est égal au nombre ν de voies de fission que si toutes les pénétrabilités sont égales à 1.

La figure (I.1) représente la variation de la pénétrabilité d'une barrière en fonction de sa hauteur au-dessus de l'énergie d'excitation. La voie peut être considérée comme totalement ouverte ($P_{fJ^\pi} \simeq 1$) si $(E_f - E)/\hbar\omega$ est inférieur à -0,4 ; elle est pratiquement fermée ($P_{fJ^\pi} < 0,01$) si $(E_f - E)/\hbar\omega$ est supérieur à 0,7. Dans les réactions induites par neutrons "s" dans le domaine des résonances ($E \simeq B_n$) la condition $(E_f - E)/\hbar\omega < 0,7$ est réalisée pour très peu de voies.

Finalement, dans l'étude des paramètres moyens de fission, trois nombres, d'importance inégale, sont à considérer :

a) le nombre ν de voies de sortie conduisant à la fission, c'est-à-dire le nombre d'états de transition dont les hauteurs de barrière

de fission sont suffisamment faibles pour donner une fission accessible à l'expérience ;

b) le nombre effectif de voies de sortie N_{eff} qui représente la somme des pénétrabilités relatives aux ν barrières définies précédemment ; on a évidemment $N_{eff} \leq \nu$;

c) le degré apparent de liberté ν_{ap} de la distribution en χ^2 s'adaptant à la distribution expérimentale des largeurs de fission ; ν_{ap} est, d'après ce que nous avons dit dans le paragraphe I.4, égal à ν dans le cas où les valeurs moyennes $\langle\Gamma_f\rangle_{J^\pi}$ sont égales dans les ν voies supposées non corrélées ; ce cas est très peu probable et on aura toujours $\nu_{ap} < \nu$.

I.6 CONCLUSION

Nous avons rappelé,dans le paragraphe I.2,la théorie des réactions nucléaires qui servira de base à l'analyse des sections efficaces neutroniques de ^{239}Pu dans le domaine des résonances,faite dans les chapitres III et IV. Une autre théorie formelle des réactions nucléaires a été développée depuis 1961 par J. Humblet et L. Rosenfeld [I.31]. C'est la théorie de la matrice S dans laquelle les conditions aux limites sont définies par l'absence d'onde incidente dans chaque voie ; les états résonnants correspondent alors aux pôles de la matrice de collision. Mais quand il s'agit d'interpréter plusieurs sections efficaces et lorsque l'on fait intervenir un nombre élevé de résonances, le nombre de paramètres qui entre en jeu est beaucoup plus élevé que dans le cas de la théorie de la matrice R. Pour cette raison, celle-ci reste d'un emploi plus pratique.

Les théories formelles des réactions nucléaires ignorent les interactions entre nucléonset sont donc incapables de relier les paramètres des résonances aux paramètres caractéristiques de la structure nucléaire. Des travaux ont été faits [I.32] dans le but de développer une théorie basée sur l'interaction nucléon-nucléon (utilisation des méthodes du problème à N corps). Les états du noyau composé (résonances) sont considérés comme des états quasi liés correspondant à des excitations particules-trous ; on peut ainsi retrouver la formule de Breit-Wigner dans le cas d'un niveau isolé ; mais, à cause de la complexité des configurations mises en jeu, il n'a pas encore été possible de relier les paramètres des résonances à la structure nucléaire et on est finalement placé dans la même situation que

dans les théories formelles de la matrice R et de la matrice S.

Nous avons vu que la complexité des interactions dans les noyaux lourds justifie l'emploi de théories statistiques dans l'étude des paramètres de niveaux tels qu'ils sont définis dans la théorie de la matrice R. Des travaux sont faits actuellement pour étudier les propriétés statistiques à partir de matrices aléatoires qui tiennent compte de propriétés nucléaires [I.33]; on fait alors intervenir des corrélations entre les éléments de matrices, dues au principe d'exclusion de Pauli et au caractère à deux corps de l'hamiltonien. Une étude comparative des ensembles ainsi introduits (TBRE, Two-Body Random hamiltonian Ensembles) et de ceux introduits par F.J. Dyson (GOE, Gaussian Orthogonal Ensemble) a été faite récemment par O. Bohigas et J. Flores [I.34]. Ils ont en particulier étudié les lois de probabilité P(k,x) des espacements contenant k niveaux consécutifs. il résulte de cette comparaison que, dans le domaine qui nous concerne, la loi de Wigner pour P(1,x) reste encore une très bonne approximation.

Chapitre I

REFERENCES

[I.1] G. Breit et E.P. Wigner, Phys. Rev., 49 (1936) 519.

[I.2] H.A. Bethe et G. Placzeck, Phys. Rev., 51 (1937) 450.

[I.3] P.L. Kapur et R.E. Peierls, Proc. Roy. Sc., A166 (1938) 277.

[I.4] E.P. Wigner et L. Eisenbud, Phys. Rev., 72 (1947) 29.

[I.5] A.M. Lane et R.G. Thomas, Rev. Modern Phys., 30 (1958) 257.

[I.6] E.P. Wigner, Rev. Modern Phys., 70 (1946) 606.

[I.7] E. Vogt, Phys. Rev., 112 (1958) 203.

[I.8] D.B. Adler et F.T. Adler, Proc. of the Conf. on breeding, economics and safety in large fast power reactor, (7-10 oct. 1963), ANL 6792.

[I.9] G. de Saussure et R.B. Perez, ORNL-IM-2599 (1969).

[I.10] D.R. Harris, LA-4327 (1969).

[I.11] J.D. Garrisson, GA-10028 (1970).

[I.12] C.W. Reich et M.S. Moore, Phys. Rev. 3 (1958) 929.

[I.13] E. Lynn, The theory of neutron resonance reaction, Clarendon Press Oxford (1968) 61.

[I.14] E.P. Wigner, Conf. on neutron physics by time of flight, Gatlinburg 1956, rapport ORNL 2309 (1957).

[I.15] N. Rosenzweig, Phys. Rev. Lett., 1 (1958) 24.

[I.16] M.L. Metha, Nucl. Phys. 18 (1960) 395.

[I.17] M. Gaudin, Nucl. Phys. 25 (1961) 447.

[I.18] F.J. Dyson, J. of Math. Phys., vol.3 n°1 (1962) 140.

[I.19] D.J. Hughes et J.A. Harvey, Phys. Rev. 99 (1955) 1032.

[I.20] C.E. Porter et R.G. Thomas, Phys. Rev. 104 (1956) 483.

[I.21] T.J. Krieger et C.E. Porter, J. of Math. Phys. 4 (1963) 1272.

[I.22] H.A. Bethe, Rev. Modern Phys. 9 (1937) 69.

[I.23] T.D. Newton, Can. J. Phys. 34 (1956) 804.

[I.24] D.W. Lang, Nucl. Phys. 26 (1961) 434.

[I.25] A.V. Malychev, J.E.T.P. 45 (1963) 316.

[I.26] J.M. Blatt et V.F. Weisskopf, Theorical Nucl. Phys., John Wiley and Sons, New York (1952).

[I.27] A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 35 (1957) 666.

[I.28] A. Bohr, Actes de la conférence sur l'utilisation pacifique de l'énergie atomique, Genève (1955) 911.

[I.29] D.L. Hill et J.A. Wheeler, Phys. Rev. 89 (1953) 1102.

[I.30] N. Bohr et J. A. Wheeler, Phys. Rev. 56 (1939) 246.

[I.31] J. Humblet et L. Rosenfled, Nucl. Phys. 26 (1961) 529.

[I.32] Voir une liste de références dans C. Bloch, Enrico Fermi Summer School, Varenna (1965).

[I.33] J.B. French et S.S.M. Wong, Phys. Lett. 33B (1970) 449.
O. Bohigas et J. Flores, Phys. Lett. 34B (1971) 261.

[I.34] O. Bohigas et J. Flores, IPNO/TH-71-6 Orsay (1971).

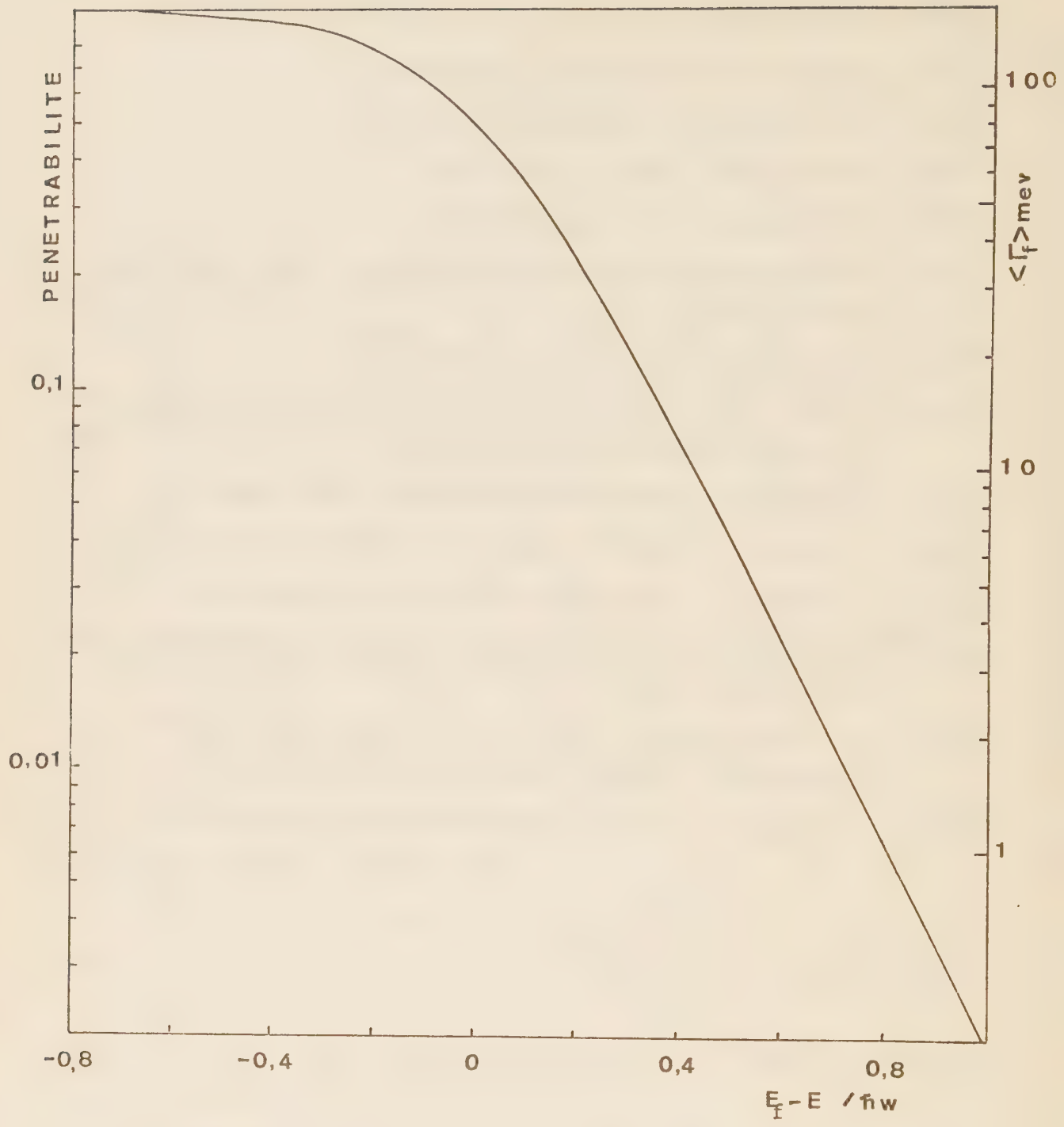


Fig. I.1

Variation de la pénétrabilité d'une barrière de fission simple.
L'ordonnée de droite donne la valeur de $<\Gamma_f>$ correspondant
à un espacement moyen de 1 eV et déduit de la relation :

$$P = 2\pi \frac{<\Gamma_f>}{<D>} .$$

Chapitre II

MESURE DE LA SECTION EFFICACE TOTALE ET DE LA SECTION EFFICACE DE FISSION DE ^{239}Pu DANS LE DOMAINE DES RESONANCES NEUTRONIQUES

II.1 GENERALITES

Nous allons rappeler brièvement la technique du temps-de-vol auprès d'un accélérateur linéaire à électrons utilisé comme source pulsée de neutrons. Cette technique a été étudiée en détail par A. Michaudon [II.1].

II.1.1 Source de neutrons

La source pulsée de neutrons que nous avons utilisée est l'accélérateur linéaire à électrons de Saclay mis en service en 1958 et dont les performances ont été depuis constamment améliorées ; l'énergie, qui était de 28 MeV en 1958, a été portée à 45 MeV en 1964 et 60 MeV en 1969. Les caractéristiques, qui correspondent à la plus grande partie des expériences qui font l'objet de ce ce travail, ont été décrites en [II.2]. Nous en donnons un résumé dans le tableau II.1.

En fin d'accélération, les électrons sont dirigés sur une cible d'uranium naturel et convertis en rayonnement γ de freinage ; les neutrons sont obtenus par réaction (γ,n) (photoneutrons) et par réaction (γ,f) (neutrons de fission). La durée d'émission des neutrons prompts est très brève et varie en $1/\sqrt{E}$, E étant l'énergie des neutrons émis ; elle est d'environ 4 ns pour des énergies de neutrons de 50 keV. L'étude expérimentale du flux de neutrons émis par une cible d'uranium a été faite par B.C. Baldwin [II.4] ; d'après cet auteur, le flux de neutrons émis est proportionnel à la puissance du faisceau d'électrons

pour des énergies d'électrons supérieures à 35 keV et est à peu près égal à $2,6 \times 10^{12}$ neutrons dans 4π par seconde et par kilowatt.

La forme du spectre de neutrons est donnée par les relations suivantes, dues à J.D. King [II.5] :

$$\frac{dN}{dE} = 1,05\ N_o E e^{-1,25E} + 0,26\ N_o E^{1/2} e^{-0,775E}$$

pour $E < 3$ MeV

et :

$$\frac{dN}{dE} = 0,53\ N_o E^{-2,5} + 0,26\ N_o E^{1/2} e^{-0,775E} \qquad \text{(II.1)}$$

pour $E > 3$ MeV.

Nos mesures ne concernent que les neutrons de basse énergie (énergie thermique à quelques dizaines de keV) ; il est donc nécessaire de ralentir le flux de neutrons rapides. L'étude du ralentissement dans un milieu hydrogéné utilisable à cet effet a déjà été faite [II.1 et II.3]. Rappelons que la dispersion des temps de ralentissement t dans un milieu hydrogéné de dimension infinie est donnée par la relation :

$$f(t) = \frac{1}{2} \frac{1}{\tau^3} t^2 e^{-\frac{t}{\tau}} \qquad \text{(II.2)}$$

dans laquelle $\tau = \lambda/v$, λ étant le libre parcours moyen du neutron dans le milieu et v sa vitesse.

II.1.2 *Méthode du temps-de-vol*

La sélection en énergie est faite par la mesure du temps-de-vol du neutron sur une base de longueur L. Si E est l'énergie du neutron, m sa masse, t le temps de parcours sur la base L, la relation qui lie le temps à l'énergie est obtenue de la façon suivante :

$$E = \frac{1}{2} mv^2$$

$$L = vt$$

c'est-à-dire :

$$E = \frac{1}{2} m \frac{L^2}{t^2} = \left(\frac{72,3\ L}{t}\right)^2 , \qquad (II.3)$$

L est exprimé en m, t en µs et E en eV.

Les neutrons (ou les produits d'une réaction induite par neutrons) détectés à l'extrémité de la base de vol sont classés en temps par un sélecteur de temps-de-vol ; les neutrons dénombrés dans un canal de largeur Δt_s du sélecteur ont des énergies comprises entre E et E + ΔE telles que :

$$\Delta E = \frac{2}{72,3} E^{3/2} \frac{\Delta t_s}{L} , \qquad (II.4)$$

relation qui est obtenue en dérivant par rapport au temps l'expression (II.3).

Le rapport $\Delta t_s/L$ caractérise la résolution en temps de l'ensemble base-sélecteur de temps de vol. Nous verrons que d'autres facteurs entrent dans la détermination de la résolution globale.

La base de temps du sélecteur est déclenchée en même temps que l'impulsion du canon à électrons. Pour une expérience donnée, la période de ces impulsions est choisie de façon à assurer le plus faible recouvrement possible du spectre de neutrons d'une période à l'autre ; toutefois, l'importance du recouvrement peut être diminuée par l'utilisation de filtres opaques aux neutrons d'énergie inférieure aux énergies de la zone d'intérêt. Pour assurer un taux de comptage maximal, un compromis doit être réalisé entre la fréquence de répétition et l'efficacité du filtre. Dans les expériences décrites dans ce travail, la fréquence de répétition était de 250 ou de 500 c/s ; les filtres utilisés étaient constitués par du cadmium, du bore naturel ou du bore-10.

Si la largeur Δt_e de l'impulsion d'électrons n'est pas trop faible, le nombre de neutrons émis par la source à une énergie donnée est à peu près proportionnel à Δt. Pour un détecteur et un ralentisseur donnés, le taux de comptage est alors proportionnel à :

- la fréquence f des impulsions du canon à électrons ;
- l'intensité crête I du flux de neutrons rapides ;

- la largeur Δt_e de l'impulsion d'électrons ;
- la largeur Δt_s du canal du sélecteur ;
- $1/L^3$, le facteur $1/L^2$ étant dû à la variation de l'angle solide avec la distance et le facteur $1/L$ à l'étalement des neutrons dans le temps.

II.1.3 Résolution expérimentale

La précision sur le temps de vol ou l'énergie d'un neutron compté dans un canal donné du sélecteur de temps-de-vol dépend de trois types de facteurs : i) facteurs électroniques, ii) temps de ralentissement, iii) incertitude sur la longueur de la base.

II.1.3.a) Facteurs électroniques - Ce sont essentiellement :

- la largeur en temps Δt_e de l'impulsion d'électrons et l'incertitude dans le déclenchement du canon (on s'affranchit en général de cette incertitude en déclenchant la base de temps du sélecteur par une impulsion créée par le "flash" γ de la cible) ;

- la largeur en temps Δt_s du canal du sélecteur de temps-de-vol et l'incertitude Δt_b sur la base de temps propre du sélecteur ;

- l'instabilité Δt_j ou "jitter" de l'électronique de traitement des impulsions ;

- la résolution en temps Δt_d du détecteur.

Si les incertitudes correspondantes sont associées à des fonctions de distribution rectangulaires, l'incertitude résultante sur le temps-de-vol du neutron est caractérisée par une variance $\sigma^2_{el}(t)$ dont la valeur est donnée par :

$$\sigma^2_{el}(t) = \frac{1}{12} (\Delta t_e^2 + \Delta t_s^2 + \Delta t_j^2 + \Delta t_\alpha^2)$$

soit, d'après la relation (II.4), en fonction de l'énergie :

$$\sigma^2_{el}(E) = \left(\frac{2}{72,3}\right)^2 \frac{1}{L^2} \sigma^2_{el}(t) E^3 = k_1 E^3 \quad ; \qquad \text{(II.5)}$$

k_1 est une constante qui caractérise la résolution électronique.

II.1.3.b) Dispersion des temps de ralentissement - Cette dispersion est fonction de la variance de la fonction (II.2) qui est égale à $3\tau^2$; τ^2 est inversement proportionnel au carré de la vitesse du neutron, c'est-à-dire inversement proportionnel à son énergie. L'incertitude sur l'énergie due à la dispersion des temps de ralentissement sera donc caractérisée par la variance :

$$\sigma^2_{ral}(E) = \left(\frac{2}{72,3}\right)^2 \frac{3\tau^2}{L^2} E^3 = k_2 E^2 \quad ; \qquad \text{(II.5 bis)}$$

k_2 est une constante caractéristique du ralentisseur utilisé.

II.1.3.c) Incertitude sur la longueur de la base de vol - On doit tenir compte de cette incertitude dans le cas où l'axe de la base est incliné d'un angle θ par rapport à la normale au ralentisseur. Si l est la largeur du ralentisseur, l'incertitude qui en résulte est égale à : $\Delta L = l \sin\theta$. Elle est assimilable à une dispersion supplémentaire dans les temps de ralentissement ; on tiendra donc compte de sa contribution dans le coefficient k_2.

En pratique, la fonction de résolution expérimentale qui résulte de tous ces facteurs est assimilée à une gaussienne dont la variance σ^2_R est la somme des variances relatives à chaque facteur, c'est-à-dire :

$$\sigma^2_R = k_1 E^3 + k_2 E^2 \quad . \qquad \text{(II.6)}$$

II.1.4 Effet Doppler

Cet effet, qui contribue de la même façon que la résolution expérimentale à élargir les résonances observées, est dû à l'agitation thermique des atomes de l'échantillon bombardé par le faisceau de neutrons. Si la cible est un gaz monoatomique, les vitesses v des atomes sont distribuées suivant la loi de Maxwell :

$$dn = \left(\frac{A}{2\pi kT}\right)^{1/2} e^{-\frac{Av^2}{2kT}} dv \quad ,$$

k est la constante de Boltzmann, A la masse du noyau et T la température absolue du gaz.

La section efficace élargie par effet Doppler peut alors être considérée comme le produit de convolution de la section efficace non élargie et d'une gaussienne dont la demi-largeur Δ est donnée par la relation :

$$\Delta = 2\left(\frac{kTE}{A}\right)^{1/2}, \qquad \text{(II.8)}$$

E étant l'énergie du neutron dans le système du laboratoire.

Dans le cas d'une cible solide, on doit tenir compte du couplage des atomes dans le réseau cristallin ; la théorie de l'effet Doppler doit être développée de différentes façons suivant l'importance de ce couplage. Pour un couplage faible, W.E. Lamb a montré [II.6] que le modèle du gaz était encore valable à condition de remplacer la température T de la cible solide par une température effective donnée par la relation :

$$T_{eff} = 3\left(\frac{T}{\theta}\right)^3 T \int_0^{\theta/T} t^3\left(\frac{1}{e^t - 1} + \frac{1}{2}\right) dt \ ; \qquad \text{(II.9)}$$

θ est la température de Debye de l'échantillon.

La largeur Doppler est alors donnée par :

$$\Delta = 2\left(\frac{k\,T_{eff}\,E}{A}\right)^{1/2} . \qquad \text{(II.10)}$$

La figure II.1 représente les variations de T_{eff}/T en fonction de T/θ.

On voit que la température effective est toujours supérieure à la température réelle de l'échantillon. A haute température ($T \gg \theta$), T_{eff} est pratiquement égale à T et l'échantillon solide se comporte comme un gaz. Par contre, à basse température, la différence peut devenir importante ; en particulier, quand T tend vers 0, T_{eff} tend vers $\frac{3}{8}\theta$, ce qui montre que la largeur Doppler ne descend jamais au-dessous de la valeur limite :

$$\Delta_{lim} = 2\left(\frac{3k\theta E}{8A}\right)^{1/2} \qquad (II.11)$$

pour une énergie E du neutron.

Les conditions du couplage faible sont réalisées si : $\Delta + \Gamma >> 2k\theta$ Γ étant la largeur de la résonance. Ceci est en moyenne réalisé pour les résonances de ^{239}Pu.

II.2 MESURE DE LA SECTION EFFICACE TOTALE

II.2.1 Principe de la mesure

La section efficace totale est obtenue par une mesure de transmission. On mesure par temps-de-vol le spectre de neutrons transmis par un échantillon d'épaisseur N (nombre d'atomes par unité de surface) placé dans le faisceau de neutrons, et le spectre sans échantillon. Dans chaque canal du sélecteur de temps-de-vol, la transmission est donnée par la relation :

$$T_r = \frac{T - B_t}{c(S - B_s)} \cdot \qquad (II.12)$$

T et S représentent le nombre de neutrons comptés respectivement pendant les séquences "transmission" et "spectre" ; B_t et B_s sont les bruits de fond correspondants ; c est un coefficient de normalisation obtenu d'une façon précise par l'utilisation de moniteurs de neutrons. T et S sont mesurés par le même détecteur dont on n'a pas besoin de connaître l'efficacité (à condition que celle-ci soit indépendante du taux de comptage).

La section efficace totale σ_t est ensuite calculée à partir de la relation :

$$T_r = e^{-N\sigma_t} \qquad (II.13)$$

pour chaque canal du sélecteur de temps-de-vol.

Néanmoins, deux remarques doivent être faites au sujet de la détermination de σ_t à partir de cette relation. La première remarque concerne la précision que l'on obtient sur la section efficace totale à partir d'une mesure de transmission ; les erreurs ΔT_r et $\Delta\sigma_t$ sont liées par la relation :

$$\Delta T_r / T_r = N \, \Delta\sigma_t$$

ou encore :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{1}{N\sigma} \frac{\Delta T}{T} \quad . \tag{II.14}$$

Les erreurs relatives sont comparables si $N\sigma$ est voisin de 1 ; or, dans le cas des noyaux lourds par exemple, les sections efficaces totales varient d'une dizaine de barns (section efficace potentielle) à 2000 ou 3000 barns (au sommet des résonances) ; ainsi, si l'épaisseur de l'échantillon est choisie de telle façon que $N\sigma$ soit voisin de 1 pour une section efficace égale à 10 barns, la section efficace dans le pic des résonances n'est plus mesurable car la transmission est alors pratiquement nulle (on dit que la résonance est noire) ; inversement, si N est choisi pour que $N\sigma$ soit voisin de 1 au pic de la résonance, l'erreur sur la détermination de la section efficace potentielle est très grande quelle que soit la précision sur la mesure de T. On est donc amené à choisir un lot d'échantillons d'épaisseurs très différentes pour que la détermination de la section efficace soit suffisamment précise dans toutes ses gammes de valeurs.

La deuxième remarque concerne la validité de la méthode elle-même. En fait, on mesure la transmission moyenne dans un intervalle d'énergie ΔE (dont la largeur dépend de la fonction de résolution) centré sur l'énergie E_o correspondant à un canal du sélecteur de temps-de-vol. Les valeurs réelles de la transmission moyenne et de la section efficace moyenne dans l'intervalle d'énergie ΔE sont données par les relations :

$$< T_r >_{E_o} = \frac{1}{\Delta E} \int_{E_o - \Delta E/2}^{E_o + \Delta E/2} e^{-N\sigma(E)} dE \tag{II.15}$$

et :

$$< \sigma_T >_{E_o} = \frac{1}{\Delta E} \int_{E_o - \Delta E/2}^{E_o + \Delta E/2} \sigma(E) dE \quad . \tag{II.16}$$

L'expérience donne $< T_r >_{E_o}$ et l'on peut en déduire une section efficace moyenne expérimentale $< \sigma_t >_{exp.E_o}$ telle que :

$$< T_r >_{E_o} = e^{-N<\sigma_T>_{exp.E_o}} \quad . \tag{II.17}$$

Dans quelles conditions y a-t-il identité entre les sections efficaces moyennes définies par les relations (II.16) et (II.17) ?

Le développement en série de (II.15) et (II.17) donne :

$$< T_r >_{E_o} = 1 - N< \sigma_T >_{E_o} + \frac{N^2}{2!} < \sigma_T^2 >_{E_o} - \frac{N^3}{3!} < \sigma_T^3 >_{E_o} + \ldots \tag{II.18}$$

et :

$$< T_r >_{E_o} = 1 - N< \sigma_T >_{exp.E_o} + \frac{N^2}{2!} < \sigma_T >^2_{Exp.E_o} - \frac{N^3}{3!} < \sigma_T >^3_{Exp.E_o} + \ldots$$

On peut envisager les quatre cas suivants :

a) $N\sigma(E)$ reste suffisamment petit pour que l'on puisse négliger les termes à partir de l'ordre 2 ; dans ce cas, $< \sigma_T >_{Exp.E_o}$ est bien identique à $< \sigma_T >_{E_o}$;

b) La section efficace varie très peu dans l'intervalle ΔE ; dans ce cas, les différences $< \sigma^P >_{E_o} - < \sigma >^P_{Exp.E_o}$ sont très faibles et $< \sigma_T >_{Exp.E_o}$ est très peu différent de $< \sigma_T >_{E_o}$;

c) $\sigma(E)$ est une fonction rapidement croissante ou décroissante de l'énergie dans l'intervalle ΔE (on se trouve par exemple dans l'aile d'une résonance). Si l'on admet que la section efficace varie linéairement avec l'énergie dans l'intervalle ΔE, l'intégrale (II.15) est aisément calculable et l'on obtient :

$$< T_r >_{E_o} = \frac{1}{\Delta E} \frac{1}{Na} \; e^{\frac{Na}{2}\Delta E} \; (1 - e^{-Na\Delta E}) e^{-N<\sigma_T>E_o} \quad , \tag{II.19}$$

a représentant la dérivée de $\sigma(E)$ par rapport à E dans l'intervalle ΔE (a est une constante dans le cas d'une variation linéaire). Si $Na\Delta E << 1$, on voit immédiatement que :

$$<T_r>_{E_o} \simeq e^{-N<\sigma_T>E_o} \quad .$$

Cette condition est en général réalisée dans le domaine des

résonances par le choix des épaisseurs d'échantillon et par une très bonne résolution (la résonance pouvant alors être définie par un nombre assez important de points).
Quoi qu'il en soit, $< \sigma_T >_{E_o}$ représente la vraie valeur de la section efficace pour une énergie E_1 de l'intervalle ΔE.

d) Dans le domaine d'énergie où la résolution n'est plus suffisante pour séparer les résonances et où l'effet Doppler n'est pas encore suffisamment important pour les masquer complètement, la section efficace peut présenter des fluctuations importantes dans l'intervalle ΔE. La mesure correcte de la section efficace moyenne dans cet intervalle d'énergie nécessite que $N\sigma(E)$ reste suffisamment petit dans tout l'intervalle ; dans ce cas, l'erreur faite sur la section efficace est proportionnelle à l'épaisseur de l'échantillon et à la variance de la section efficace.

II.2.2 Détecteur et électronique associée

Une étude générale des détecteurs utilisables dans les expériences de temps-de-vol pour les mesures de sections efficaces totales neutroniques a été faite par F.D. Brooks [II.7]. Nous avons retenu le détecteur à rayons γ de capture de ^{10}B qui présente un bon temps de résolution et une efficacité raisonnable pour des énergies inférieures à quelques centaines de keV. Ce détecteur est basé sur la réaction de capture du neutron dans ^{10}B :

$$^{10}B + n \rightarrow {}^{4}He + {}^{7}Li^{*} \quad (93\ \%\ \text{des cas}) \ ,$$

$$^{7}Li^{*} \rightarrow {}^{7}Li + \gamma \qquad (\tau \simeq 10^{-13}\text{s}) \ .$$

Le rayon γ de 477 keV est détecté par scintillations dans un cristal d'iodure de sodium associé à un photomultiplicateur. Le détecteur est constitué par un disque de ^{10}B de 20 cm de diamètre et de 2 ou 3 cm d'épaisseur (suivant la zone d'énergie étudiée) ; il est placé dans le faisceau de neutrons perpendiculairement à l'axe du faisceau ; six ensembles NaI-photomultiplicateur entourent le disque de bore dans un plan perpendiculaire à cet axe. L'efficacité de l'ensemble, en fonction de l'énergie, est représentée par les courbes de la figure II.2. Ce détecteur présente l'inconvénient d'être sensible aux rayons γ ; aussi, pour réduire le bruit de fond, on ne compte que les impulsions correspondant au pic photoélectrique ; en plus, la forte intensité du rayonnement γ venant de la cible d'uranium au

moment de la production des neutrons, perturbe le bon fonctionnement des photomultiplicateurs ; le temps de récupération après l'éclair γ de la cible est de l'ordre de 60 µs. On ne peut donc travailler sur des temps-de-vol courts qu'en réalisant le blocage des photomultiplicateurs pendant la durée de l'éclair γ.

Nous n'entrerons pas dans le détail de l'électronique associée au détecteur [II.8] ni de l'acquisition des données [II.9]. Cette électronique a été constamment améliorée pour répondre aux exigences d'une résolution en énergie de plus en plus fine (largeur d'impulsions de plus en plus petite de l'accélérateur linéaire, utilisation de codeurs de temps-de-vol à largeur de canaux de 10 ns et moins). Le schéma de l'ensemble est donné dans la figure II.3. Les fonctions essentielles sont les suivantes :

- amplification et mélange des impulsions issues de six photomultiplicateurs ;
- sélection en amplitude pour ne retenir que les impulsions du pic photoélectrique ;
- mise en forme de l'impulsion ;
- définition du temps de passage de l'impulsion (circuit de coïncidence entre une voie temps et une voie amplitude) ;
- réglage automatique du gain des photomultiplicateurs ;
- définition du t_o, c'est-à-dire de l'origine du temps de vol ;
- arrêt-marche automatique permettant de stopper l'expérience si le taux du comptage est anormal (mauvais fonctionnement d'un photomultiplicateur ou de l'accélérateur) ;
- blocage des photomultiplicateurs pendant l'éclair γ de la cible ;
- codage en temps des impulsions ;
- acquisition et stockage des données sur bande magnétique (calculateur CAE 510 en ligne) ;
- programmation de l'expérience (conduite automatique des différentes séquences de mesure du spectre de neutrons avec et sans échantillon et de mesure du bruit de fond, programmation réalisée par une horloge en relation avec le calculateur).

La résolution en amplitude est de l'ordre de 15 % (elle n'est pas essentielle pour une mesure de temps-de-vol). La résolution en temps (précision sur la définition du temps-de-vol) est de 4 ns.

II.2.3 Description des conditions expérimentales

Cinq épaisseurs d'échantillons métalliques en alliage Pu-Al ont été utilisées. Les caractéristiques de ces échantillons étaient les suivantes :

- deux échantillons à 0,8 % d'aluminium de 14 g/cm^2 et 4 g/cm^2 de plutonium ;
- un échantillon à 80 % d'aluminium de 1 g/cm^2 de plutonium ;
- deux échantillons à 88 % d'aluminium de 0,3 g/cm^2 et 0,1 g/cm^2 de plutonium.

Les dimensions latérales des échantillons étaient de 10 cm × 10 cm.

Les épaisseurs en plutonium sont, à peu près, dans une progression géométrique d'ordre 3, ce qui permet une mesure précise de la section efficace totale de quelques barns à 2000 barns (transmission égale à 0,70 dans le cas de l'échantillon d'épaisseur 14 g/cm^2 pour une section efficace de 10 barns ; transmission égale à 0,60 dans le cas de l'échantillon d'épaisseur 0,1 g/cm^2 pour une section efficace de 2000 barns).

La zone d'énergie couverte va de 4 eV à 700 eV. Plusieurs séries d'expériences ont été nécessaires pour réaliser le meilleur compromis possible entre la résolution et le taux de comptage à toutes les énergies. On doit, en particulier, tenir compte des variations de la largeur de la fonction de résolution et de l'effet Doppler en fonction de l'énergie, variations qui sont (voir § II.1) : en $E^{3/2}$ pour la résolution électronique, en E pour le ralentisseur et en $E^{1/2}$ pour l'effet Doppler.

Les trois séries d'expériences réalisées correspondent aux zones d'énergie suivantes :

première série	de 4 eV à 78 eV ,
deuxième série	de 70 eV à 200 eV ,
troisième série	de 150 eV à 700 eV .

Chaque série a comporté quatre types de mesures :

- mesure du spectre de neutrons sans échantillon ;
- mesure du bruit de fond correspondant à ce spectre ;
- mesure du spectre de neutrons transmis par l'échantillon ;
- mesure du bruit de fond correspondant au spectre transmis.

On obtient ainsi, pour chaque canal du sélecteur de temps de vol, les comptages T, B_t, S et B_s nécessaires au calcul de la transmission par la relation (II.12).

Pour pouvoir s'affranchir au maximum des dérives de l'accélérateur et de l'électronique, les différentes séquences de mesure sont alternées. Le type suivant de fractionnement a été le plus souvent utilisé :

- dix minutes pour la mesure du spectre ;
- cinq minutes pour la mesure du bruit de fond spectre ;
- trente minutes pour la mesure du spectre transmis ;
- cinq minutes pour la mesure du bruit de fond du spectre transmis.

La durée totale d'une série d'expériences peut varier d'un jour à quelques semaines suivant le taux de comptage obtenu.

Le bruit de fond a été mesuré par la technique dite des "résonances noires" qui consiste à placer, dans le faisceau, des échantillons qui arrêtent tous les neutrons du faisceau à certaines énergies (plus précisément aux énergies des résonances noires) ; les écrans de bruit de fond sont adaptés à chaque zone d'énergie. L'idéal est de pouvoir encadrer la zone par deux résonances noires d'écrans disposés en permanence dans le faisceau. Les écrans les plus communément utilisés ont été l'or (résonance à 4,9 eV), ^{238}U (résonance à 6,7 eV, 21 eV, 36,9 eV et 103,5 eV), le cobalt (résonance à 132 eV), le manganèse (résonances à 337 eV et 2360 eV).

La figure II.4, qui compare les différents facteurs contribuant à la résolution expérimentale, montre l'intérêt que l'on a à refroidir l'échantillon pour diminuer l'effet Doppler. En effet, celui-ci est prédominant jusqu'à environ 500 eV. Aussi, dans toutes nos expériences, les échantillons ont été portés à la température de l'azote liquide. La largeur Doppler Δ est alors réduite d'un facteur de l'ordre de 2 par rapport à ce qu'elle est à la température ambiante. Un exemple qui illustre le gain en résolution est donné dans la figure II.5 (séparation des niveaux à 41,4 eV et 41,7 eV). On remarquera également qu'il est inutile de refroidir l'échantillon à une température plus basse que celle de l'azote liquide, car on arrive rapidement au voisinage de la limite de la température effective ; ainsi le passage à la température de l'hélium liquide n'apporte qu'un gain supplémentaire de 10 % qui ne justifie pas les difficultés techniques de la mise en oeuvre d'un tel refroidissement.

Nous avons rassemblé, dans le tableau II.2, les caractéristiques essentielles des mesures de transmission que nous venons de décrire.

II.3 MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE FISSION

II.3.1 Principe de la mesure

La section efficace de fission est mesurée en détectant soit les fragments de fission, soit les neutrons émis au cours de la fission. La détection des fragments de fission est faite en utilisant une chambre à fission ou un scintillateur gazeux associé à un photomultiplicateur. Les fragments étant rapidement absorbés par l'échantillon fissile lui-même, on doit utiliser des échantillons de faible épaisseur (dépôt mince sur feuille d'aluminium), ce qui a l'inconvénient de réduire le taux de comptage. Les particules α de la radioactivité naturelle sont également détectées car leur libre parcours moyen est comparable à celui des fragments ; on les élimine par une discrimination en amplitude, leur énergie (5 MeV en moyenne) étant très inférieure à celle des fragments (80 MeV en moyenne) ; il faudra malgré tout éviter les empilements pouvant simuler une fission et dont l'importance dépend du temps de réponse du détecteur et de l'intensité du rayonnement α ; on aura ainsi intérêt à utiliser un scintillateur gazeux dont le temps de réponse est très inférieur à celui d'une chambre à fission.

La détection des neutrons de fission permet d'utiliser une quantité plus importante de l'échantillon fissile (une correction d'autoabsorption des neutrons dans l'échantillon devra malgré tout être faite). On utilise généralement des détecteurs à scintillateur liquide ; mais ceux-ci sont également sensibles au rayonnement γ et les impulsions correspondantes doivent être éliminées par une méthode de discrimination de forme dont la mise en oeuvre est encore délicate. Leur emploi est impératif dans le cas d'échantillons à très forte radioactivité α.

Le taux de fission mesuré dans chaque canal du sélecteur de temps-de-vol est égal au rapport du nombre de fissions détectées N_f, au nombre de neutrons N_s arrivant sur l'échantillon fissile. Si l'échantillon a une épaisseur suffisamment faible, la section efficace de fission est proportionnelle à ce rapport, c'est-à-dire :

$$\sigma_f \simeq \frac{N_f - B_f}{N_s - B_s} \quad . \tag{II.20}$$

B_f et B_s sont les bruits de fond relatifs aux comptages N_f et N_s. C'est une mesure relative qui donne la variation de la section efficace de fission en

fonction de l'énergie des neutrons incidents. La mesure absolue de la section efficace nécessite une mesure absolue du flux de neutrons arrivant sur le détecteur, la connaissance exacte de l'efficacité du détecteur et de l'épaisseur du dépôt fissile. De telles mesures sont faites, en énergies thermiques auprès des piles, en utilisant un faisceau monochromatique de neutrons. La normalisation de la section efficace calculée par la relation (II.20) est faite par comparaison avec ces mesures absolues.

II.3.2 Détecteur et électronique associée

Le détecteur utilisé a été décrit en détail en [II.10]. Nous avons choisi le principe de la détection des fragments de fission ; le gaz scintillant était constitué par un mélange d'hélium et d'azote, dans la proportion de 2 % d'azote aux conditions normales. Les scintillations dans le gaz étaient détectées par des photomultiplicateurs du type 56 UVP (Radiotechnique). Pour obtenir une résolution en énergie comparable à celle des mesures de la section efficace totale, ce détecteur devait obéir aux impératifs suivants :

- mesurer le taux de fission pour un échantillon refroidi à l'azote liquide ;
- permettre un bon taux de comptage à l'extrémité d'une base de vol suffisamment longue.

Pour cela il a été réalisé un ensemble cryostat, porte-échantillon, détecteur (Fig.II.6) comportant douze cellules situées dans trois plans parallèles ; chaque cellule comportait une plaque mince d'aluminium de dimensions 36 × 76 × 0,2 mm sur laquelle était déposé 1,5 mg/cm^2 de ^{239}Pu sous forme d'oxyde ; le poids total de ^{239}Pu était d'environ 1g. Les cellules étaient refroidies à la température de 77°K par une circulation d'azote liquide.

La mesure du spectre de neutrons incidents était assurée par un compteur BF_3 placé derrière le détecteur de fission.

La figure II.7 montre le schéma de l'électronique associée au détecteur. Cette électronique réalise le même type de fonctions que dans la mesure de transmission (alimentation stabilisée des photomultiplicateurs, discrimination en amplitude, mise en forme des impulsions, sécurité, codage en temps_de_vol, stockage des informations ...). Les impulsions délivrées

par les photomultiplicateurs avaient un temps de montée de 2 ns et une largeur d'environ 4 ns ; le seuil des discriminateurs en amplitude était placé à 0,5V. Après mise en forme les impulsions avaient une amplitude de 10 V (nécessaire pour déclencher le sélecteur de temps-de-vol).

II.3.3 Description des conditions expérimentales

La section efficace de fission de ^{239}Pu a été mesurée, pour des énergies de neutrons de 16 eV à 30 keV, sur une base de vol de 50 m. Une seule série d'expériences a été faite couvrant toute cette gamme d'énergie ; pour cela, on a utilisé 8192 canaux d'un sélecteur de temps-de-vol HC25 Intertechnique ; les largeurs de canaux variaient de 50 ns à 400 ns et étaient réparties de la façon suivante :

50 ns de 200 eV à 30 keV ,
100 ns de 70 eV à 200 eV ,
200 ns de 36 eV à 70 eV .

Le codage des impulsions en temps de vol a été fait dans quatre voies différentes : la première voie traitait les impulsions issues du compteur à BF_3 ; les trois autres voies traitaient les impulsions issues des trois plans du détecteur; ce traitement séparé était rendu nécessaire car chaque plan correspondait à des longueurs de vol légèrement différentes.

Les événements étaient stockés sur bandes magnétiques seize pistes, l'identification des quatre voies se faisant par l'intermédiaire des deux derniers "digits". Les spectres issus des trois voies fission étaient finalement sommés après correction du temps-de-vol par rapport au plan de référence choisi.

Le bruit de fond a été mesuré en utilisant les résonances noires d'écrans d'aluminium, de cobalt et de manganèse. Les écrans d'aluminium et de cobalt étaient en permanence dans le faisceau, l'écran de manganèse n'était utilisé que pour les séquences complémentaires qui permettaient de préciser la variation du bruit de fond en fonction de l'énergie.

La durée de l'expérience a été de 250 heures et le nombre de fissions enregistrées au sommet de la résonance à 75 eV était de 6500 par canal de 100 ns.

Le tableau II.3 donne une vue d'ensemble des caractéristiques de la mesure.

L'amélioration de la résolution par rapport à des mesures antérieures est mise en évidence par la figure II.8 qui montre l'aspect des sections efficaces totales et de fission aux environs de 200 eV. La courbe A représente la section efficace totale telle qu'elle a été mesurée par les expériences décrites en §-II.2 ; la courbe B est la section efficace de fission déduite des expériences que nous venons de décrire ; la courbe C est la section efficace de fission mesurée à Saclay en 1964, à température de 300°K sur une base de vol de 16 m ; la courbe D présente les résultats obtenus en utilisant le faisceau de neutrons d'une explosion nucléaire sur une base de vol de 185 m à Los Alamos [II.11]. On voit que la résolution dans la courbe B est comparable à celle de la section efficace totale ; en particulier, les deux niveaux à 195,4 eV et 196,7 eV ont pu être séparés. Une autre illustration de la qualité de la résolution dans la mesure de la fission est donnée par la figure V.6 qui montre, vers 600 eV, une structure résonnante de fission comparable à la structure résonnante observée sur la section efficace totale.

Dans ce travail, nous ne décrirons pas les procédés utilisés pour la normalisation de la section efficace de fission. Cette description a été faite en [II.12] et [II.13] dont nous utiliserons les résultats pour la détermination des paramètres de résonances dans la zone d'énergie de 40 eV à 660 eV.

II.4 CONCLUSION

Nous venons de décrire les deux séries de mesure de section efficace totale et de section efficace de fission de ^{239}Pu dont les résultats seront analysés et interprétés dans les trois chapitres suivants sur la base des théories rappelées dans le chapitre I. Ces mesures ont bénéficié des meilleures conditions de résolution possibles auprès de l'accélérateur linéaire à électrons de 60 MeV de Saclay. En ce qui concerne la mesure de la section efficace de fission, c'est la première fois qu'un échantillon fissile est porté à la température de l'azote liquide dans un détecteur de fission. Cette qualité de résolution va nous permettre une analyse complète des résonances jusqu'à une énergie très élevée pour un noyau fissile et de conclure d'une façon définitive sur des propriétés essentielles de la fission dans les résonances neutroniques de ^{239}Pu.

Chapitre II

REFERENCES

[II.1] A. Michaudon, rapport C.E.A. R-2552 (1964).

[II.2] S. Roland et al., B.I.S.T. n°113 (mars 1967).

[II.3] P. Ribon et A. Michaudon, rapport C.E.A. R-2804.

[II.4] G.C. Baldwin, E.R. Gaerttner, M.L. Yeater, Phys. Rev. 104 (1956) 1652.

[II.5] J.D. King, Saskatchewan Accelerator Laboratory, rapport n°6.

[II.6] W.E. Lamb, Phys. Rev. 55 (1939) 190.

[II.7] F.D. Brooks, Nucl. Instr. 4 (1959) 151.

[II.8] J. Girard et P. Ribon, rapport S.M.N.F. 616/68.

[II.9] B. Cauvin et al., B.I.S.T. 120 (1967).

[II.10] J. Blons et al., Rev. Phys. Appl. 4 (1969) 287.
C. Eggermann et al., Nucl. Instr. Methods, 81 (1970) 243.

[II.11] E.R. Shunk et al., rapport LADC-7620.

[II.12] J. Blons et al., C.R. Acad. Sci. Paris, 267 (1968) 901.

[II.13] J. Blons, H. Derrien et A. Michaudon, Nucl. Data for reactors I.A.E.A. Vienne (1970) vol. 1, p.513.

Tableau II.1

Caractéristiques de l'accélérateur linéaire de 60 MeV du C.E.N. Saclay

Généralités	
- nombre de sections	4
- puissance UHF disponible	26 kW
- longueur UHF d'accélération	10 m
- énergie à courant nul	84 MeV
- focalisation moyenne	600 gauss
Régime permanent de 0,3 à 2 µs, 500 c/s	
- puissance maximale réalisée	8 kW
- fonctionnement type 2 µs	
intensité	100 mA
énergie moyenne	60 MeV
puissance	6 kW
Régime stocké de 10 à 300 ns, 1000 c/s	
- fonctionnement type 100 ns	
intensité crête maximale	0,9 A
intensité crête usuelle	0,8 A
énergie moyenne	50 MeV
puissance à 500 c/s	2 kW
puissance à 1.000 c/s	4 kW
- fonctionnement type 50 ns	
intensité crête maximale	1,6 A
intensité crête usuelle	1,4 A
énergie moyenne	60 MeV
puissance à 500 c/s	1,8 kW
puissance à 1.000 c/s	3,6 kW

Tableau II.2

Conditions expérimentales pour les mesures de transmission

Energie (eV)	Largeur accélérateur (µs)	Largeur sélecteur (µs)	Echantillons utilisés	Distance de vol (m)
4 à 13	0,1	0,8	5 échantillons (0,1 - 0,3 - 1 - 4 - 14 gr/cm^2)	53,7
13 à 40	0,1	0,4		
40 à 79	0,1	0,1		
70 à 200	0,1 et 0,05	0,05	4 échantillons (0,3 - 1 - 4 - 14 gr/cm^2)	53,7
150 à 700	0,06	0,05	2 échantillons (4 - 14 gr/cm^2)	103,7

Tableau II.3

Conditions expérimentales
pour les mesures de la section efficace de fission

Accélérateur	Fréquence de répétition : 500 Hz Largeur d'impulsion : 50 ns
Sélecteur de temps-de-vol	Gamme d'énergie — Largeur de canal 40 eV - 70 eV — 200 ns 70 eV - 192 eV — 100 ns 192 eV - 50 keV — 50 ns
Longueur de vol	50,05 m (l'inclinaison de la base par rapport à l'axe du ralentisseur est de 10°)
Filtre	Bore naturel, épaisseur 960 mg/cm^2
Mesure de bruit de fond écran permanent écrans temporaires	 aluminium manganèse - cobalt

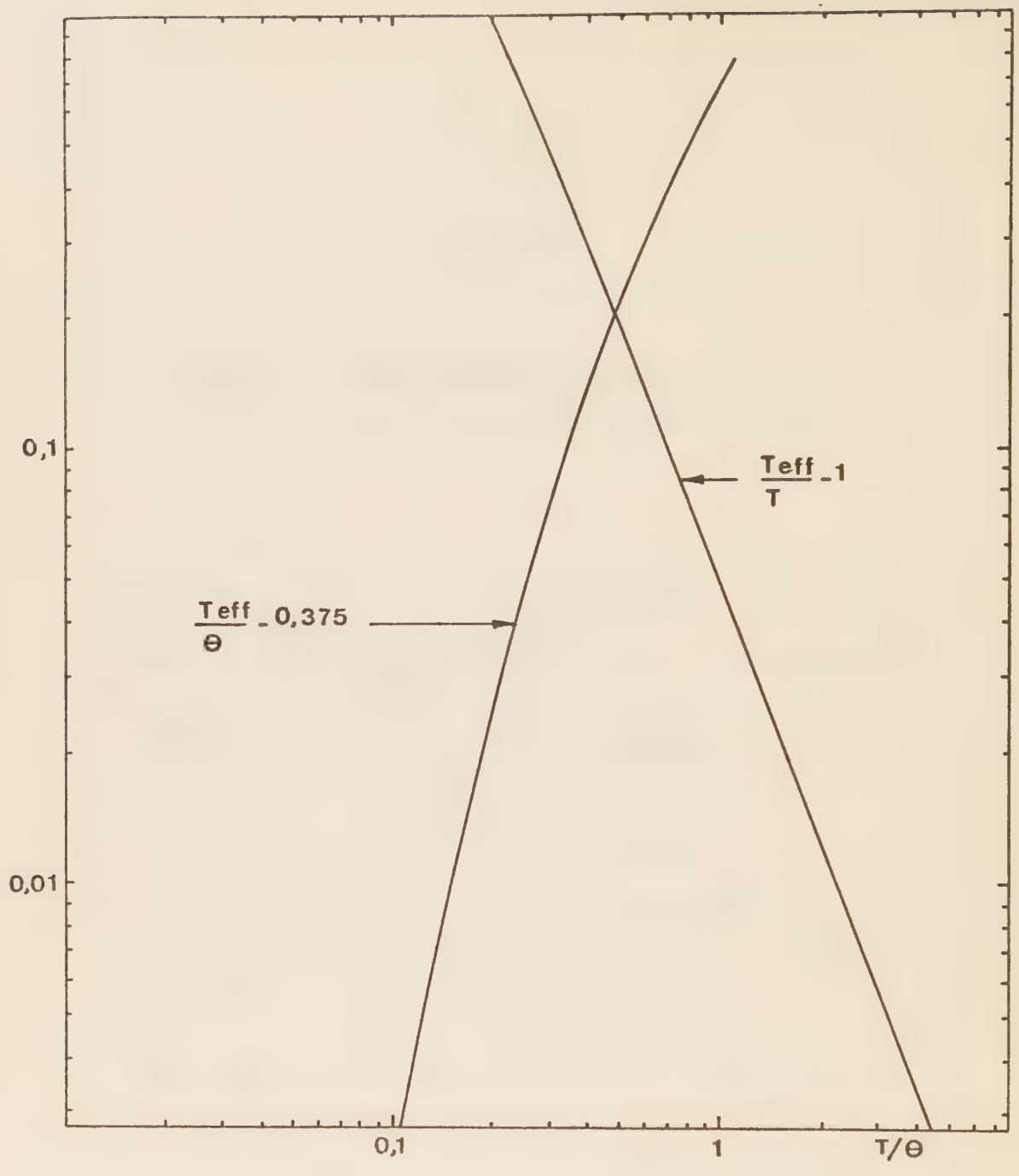


Fig.II.1

Détermination de la température effective T_{eff}
à partir de la température réelle T
et de la température de Debye θ

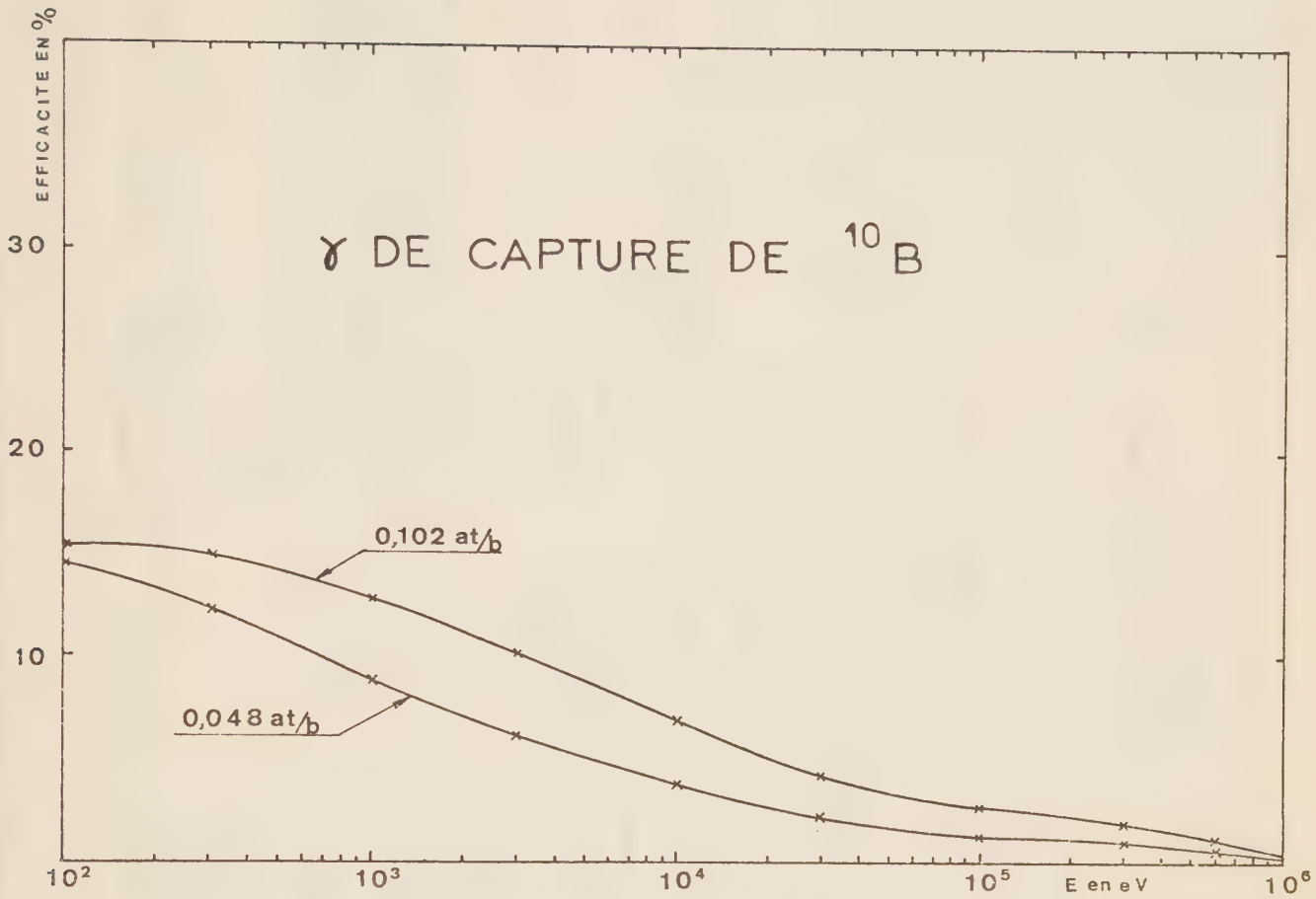


Fig.II.2

Variation de l'efficacité du détecteur de transmission
en fonction de l'énergie du neutron.

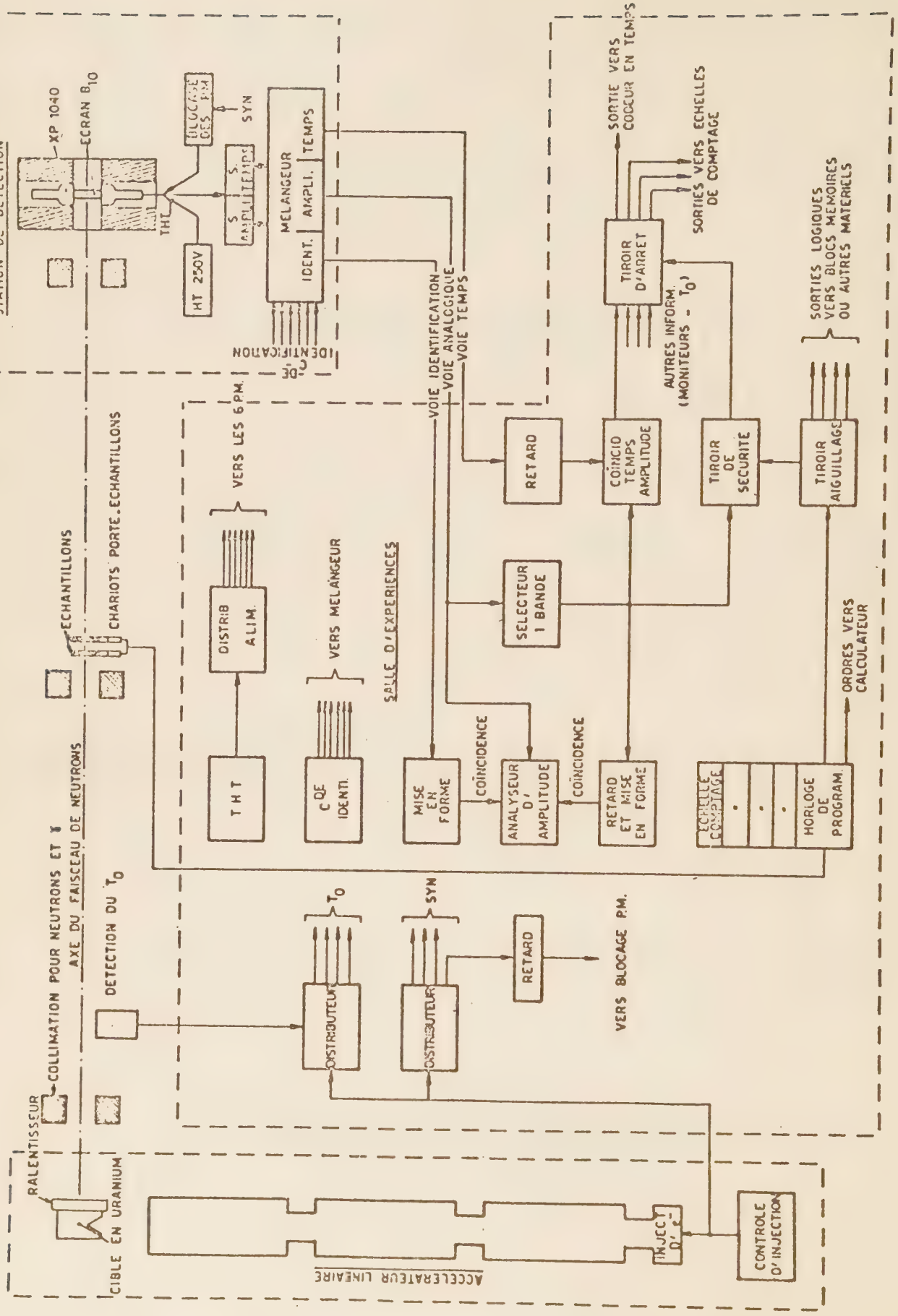


Fig.II.3- Dispositif général pour les mesures de transmission

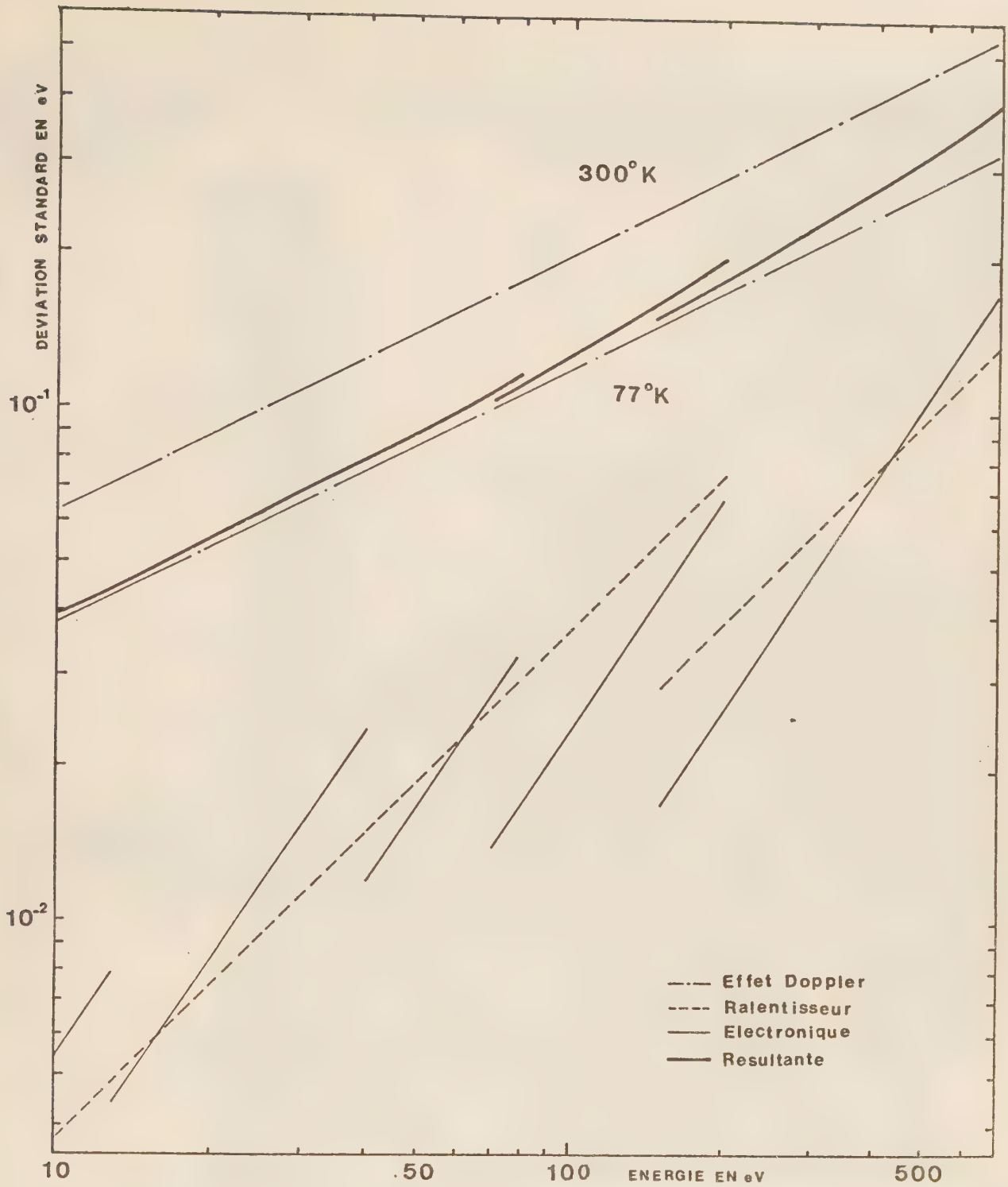


Fig.II.4

Variation de la résolution expérimentale et de l'effet Doppler en fonction de l'énergie du neutron ; les différentes lignes correspondent aux conditions expérimentales résumées dans le tableau II.2

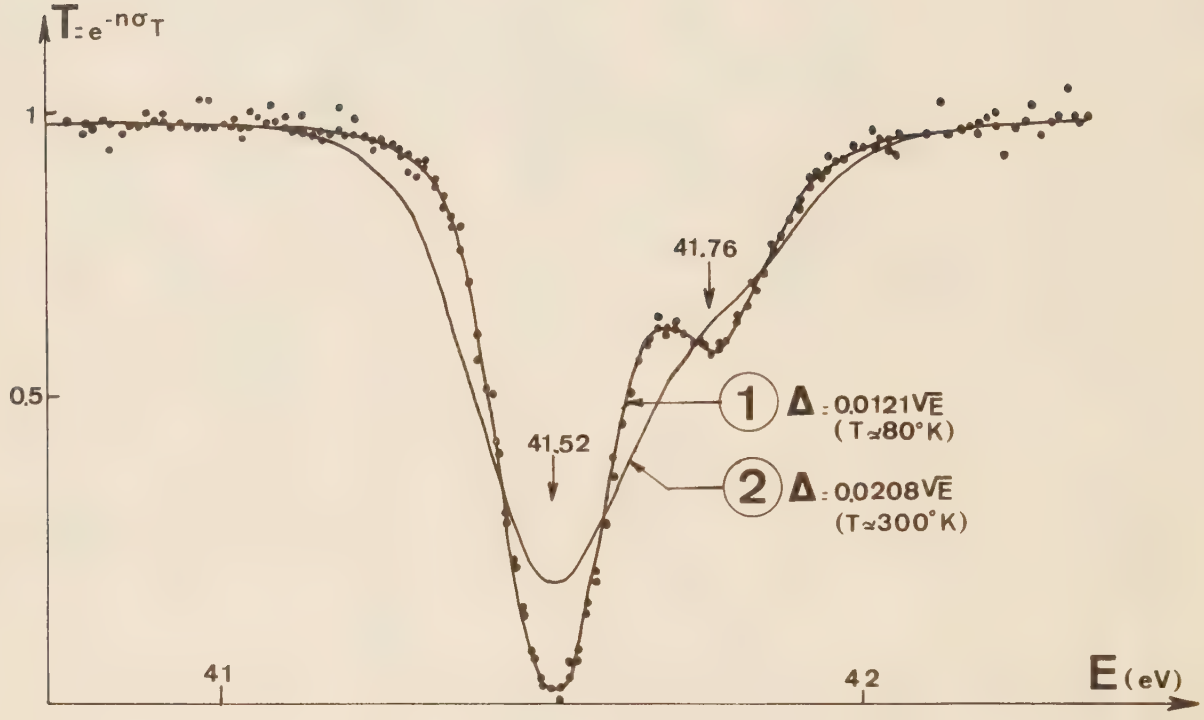


Fig. II.5

Influence du refroidissement sur la séparation des résonances par réduction de l'effet Doppler.

(1) Transmission d'un échantillon refroidi.

(2) Transmission du même échantillon à la température ambiante.

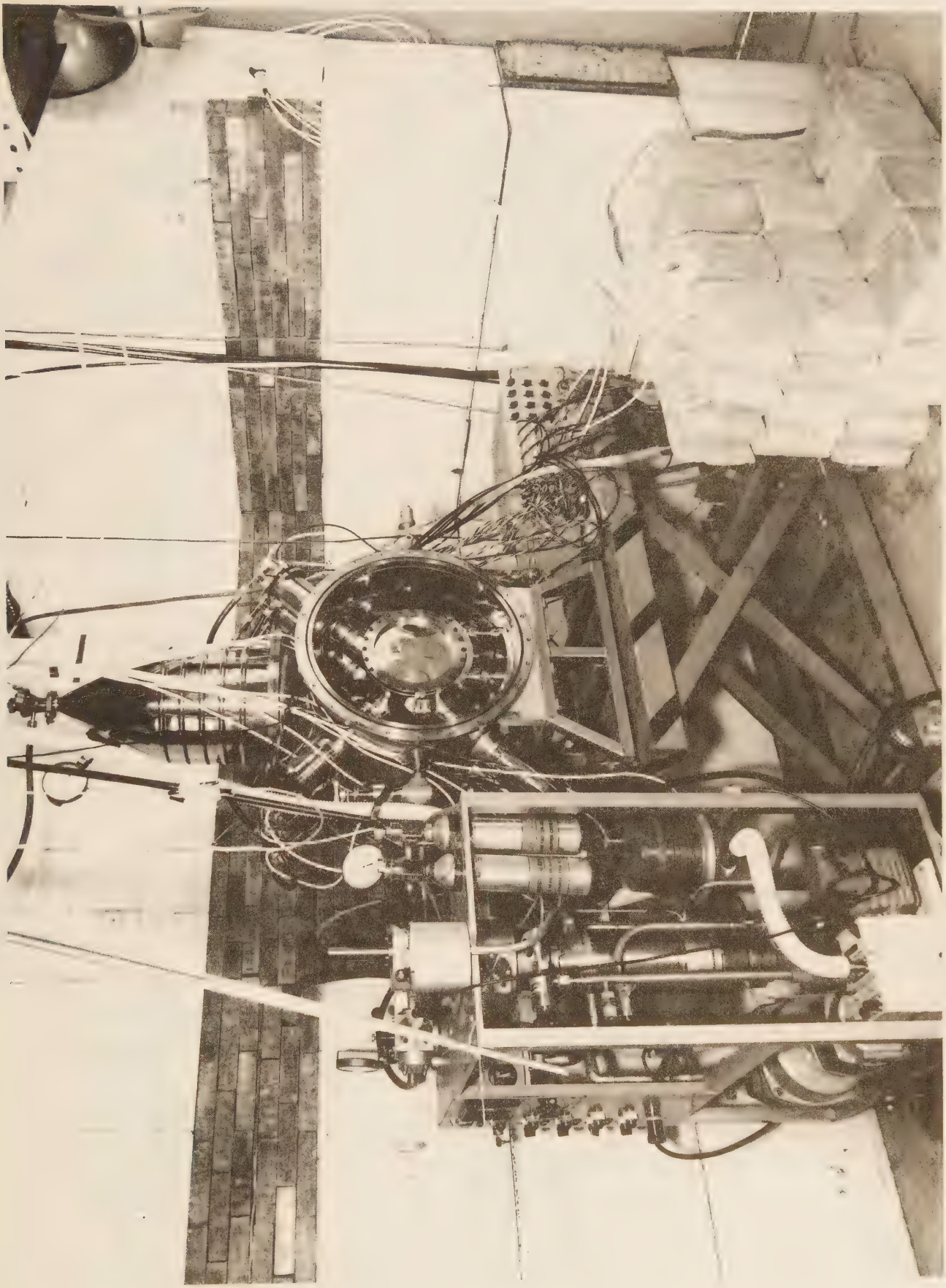


Fig. II.6

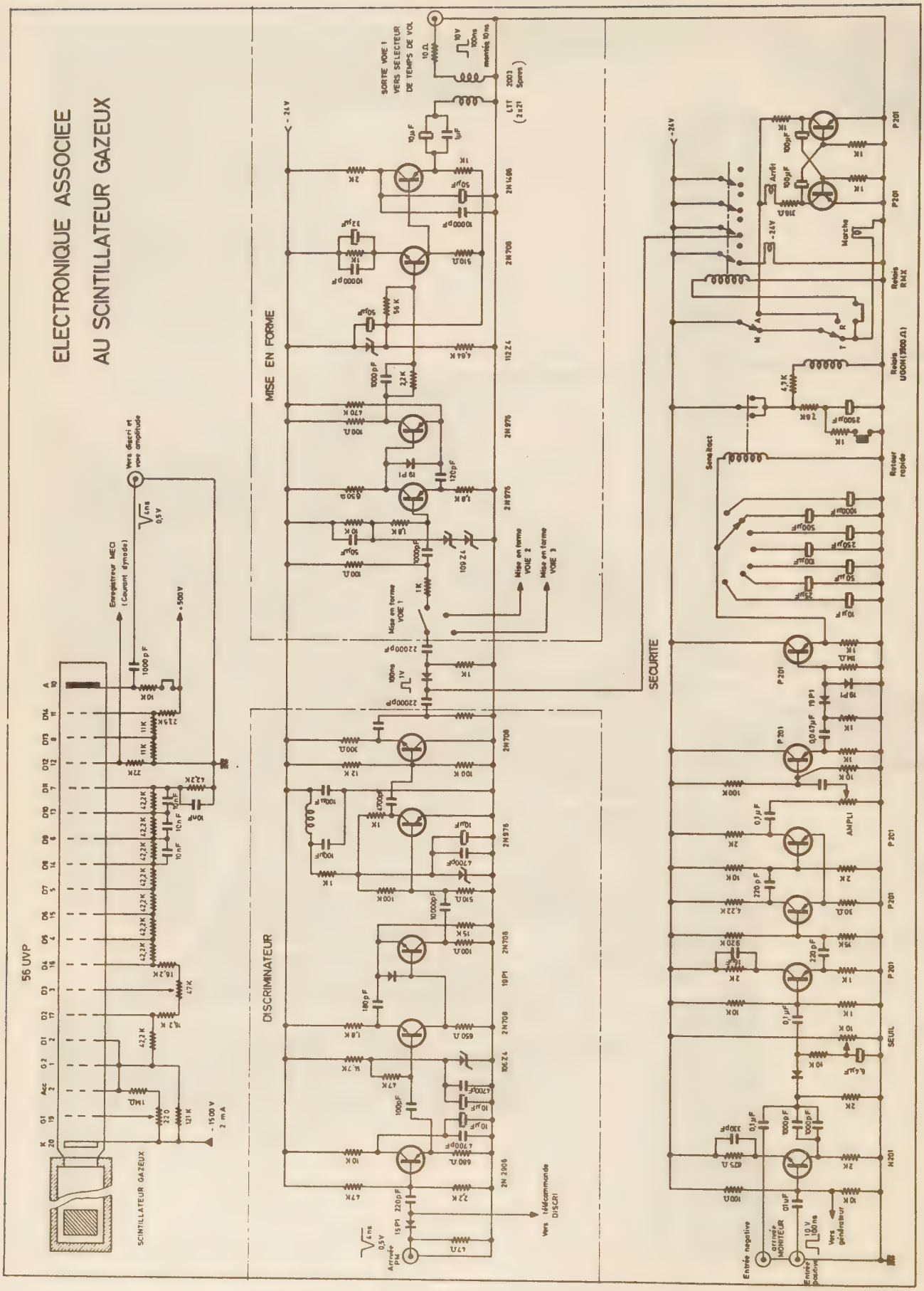


Fig.II.7.a - Schéma de l'électronique associée au détecteur de fission.

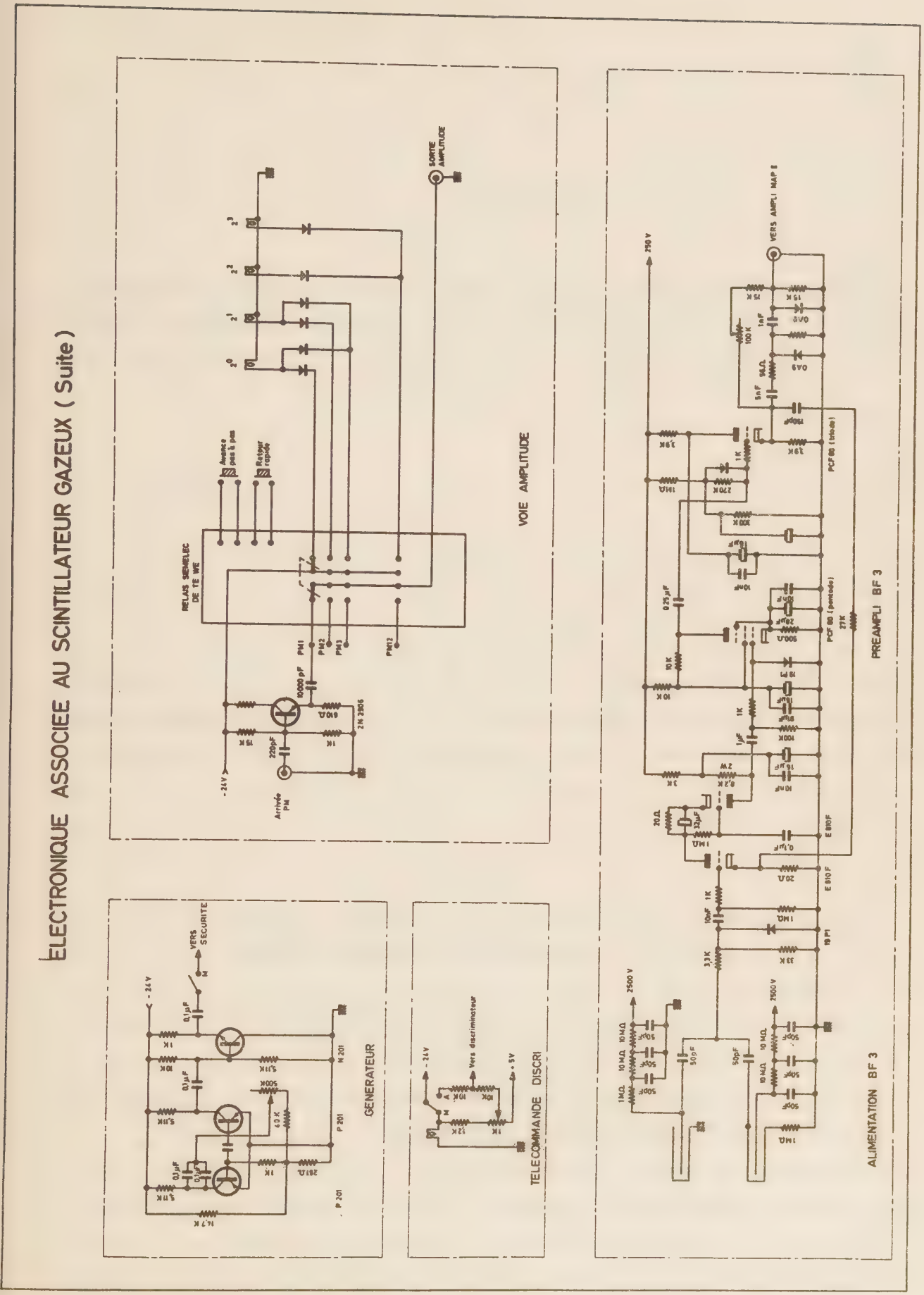


Fig.II.7.b - Schéma de l'électronique associée au détecteur de fission (suite).

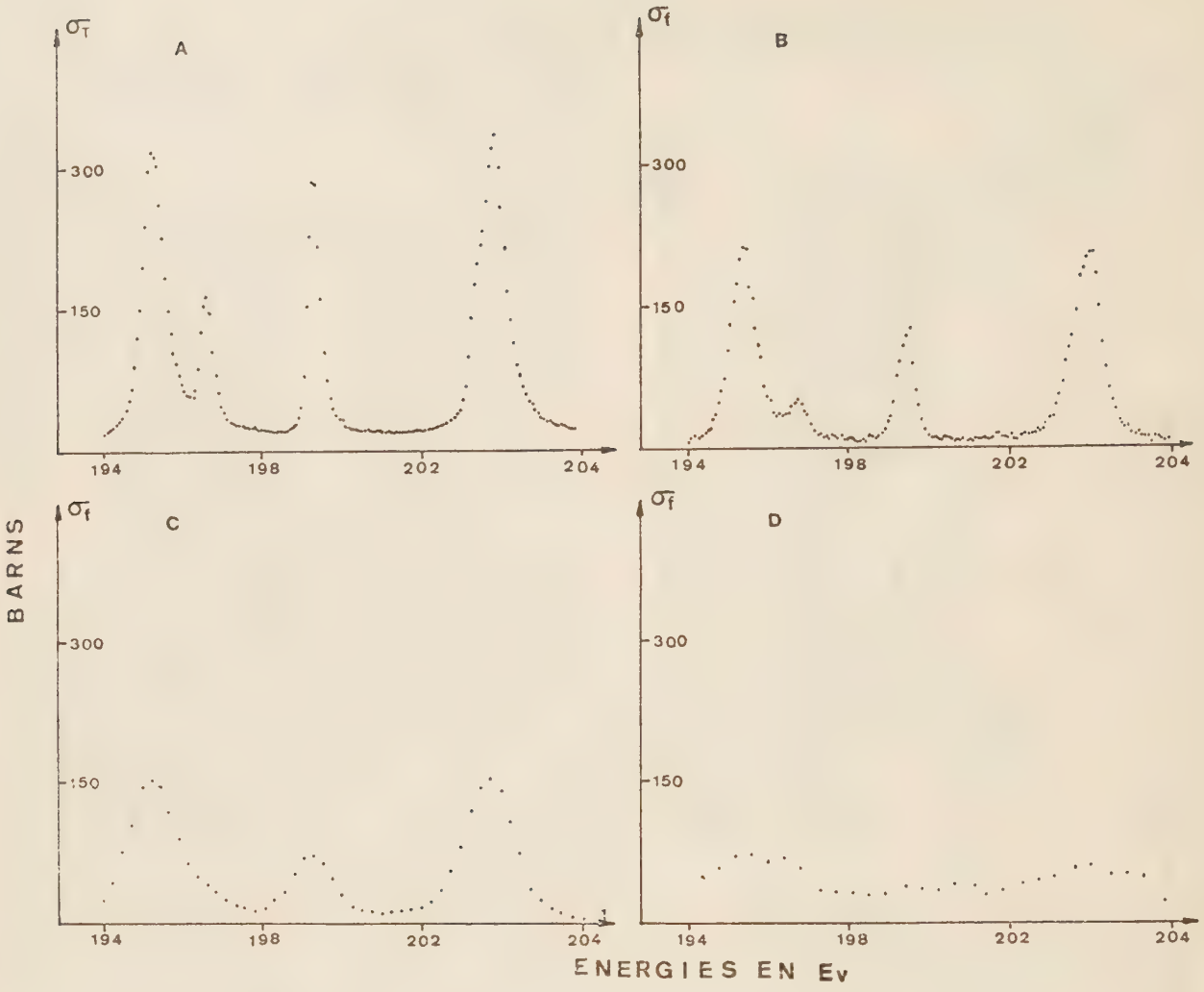


Fig.II.8

Comparaison de la résolution de quatre expériences
au voisinage de 200 eV d'énergie de neutrons

A. Section efficace totale mesurée à Saclay à 77°K ;
B. Section efficace de fission mesurée à Saclay à 77°K ;
C. Section efficace de fission mesurée à Saclay à 300°K ;
D. Section efficace de fission mesurée à Los Alamos
auprès d'une explosion nucléaire.

Chapitre III

ANALYSE DE LA SECTION EFFICACE TOTALE ET DE LA SECTION EFFICACE DE FISSION DANS LE DOMAINE DES RESONANCES PAR LE FORMALISME BREIT ET WIGNER A UN NIVEAU

III.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous donnons les résultats de l'analyse des sections efficaces totales et de fission de ^{239}Pu par le formalisme de Breit et Wigner à un niveau. Nous avons vu que cette formulation simple des sections efficaces pouvait découler directement de la théorie de la matrice R en ne faisant intervenir qu'un seul niveau, c'est-à-dire en négligeant tout effet d'interférence entre les niveaux dans les différentes voies de sortie ; elle n'est rigoureusement valable que si les niveaux peuvent être considérés comme isolés, ce qui est généralement le cas si le rapport $\langle\Gamma\rangle/\langle D\rangle$ de la largeur moyenne des niveaux à leur espacement est faible devant l'unité. Le cas des noyaux fissiles est le plus défavorable à une telle analyse. Néanmoins, celle-ci est quand même justifiée, car elle permet d'obtenir dans la plupart des cas une bonne évaluation des paramètres des résonances ; et nous avons vu (§ I.3) que le désaccord qui peut exister entre la forme de Breit et Wigner à un niveau et les courbes expérimentales permet de mesurer l'importance des interférences et de conclure à l'opportunité d'une analyse plus élaborée par un formalisme multiniveaux. Si cette dernière se révèle nécessaire, une bonne base de départ est donnée par les résultats de l'analyse à un niveau.

De plus, au-dessus d'une certaine énergie de neutrons (100 à 200 eV suivant les noyaux étudiés), le recouvrement des niveaux par augmentation de l'effet Doppler et de la largeur de la résolution expérimentale devient important ; la forme des résonances tend à être imposée par la forme de la fonction de résolution et de la gaussienne Doppler ; les dissymétries dues

aux effets d'interférence sont ainsi masquées ; seules sont apparentes les dissymétries dues à deux ou plusieurs niveaux non séparés. Dans de tels cas, une analyse multiniveaux ne peut être significative, mais l'analyse à un niveau est encore suffisante pour déterminer les énergies et les surfaces des résonances ou groupes de résonances.

L'analyse des résonances de ^{239}Pu a été faite dans la région d'énergie de 4 eV à 660 eV. Nous dégagerons de cette analyse les propriétés essentielles du noyau ^{239}Pu en ce qui concerne les réactions nucléaires induites par les neutrons "s".

Dans ce chapitre, nous traiterons successivement :
- des méthodes et des programmes de l'analyse à un niveau ;
- de l'identification des niveaux et de leurs espacements ;
- des largeurs neutroniques et de la fonction densité ;
- des largeurs de fission ;
- des largeurs de capture radiative ;
- de la classification des résonances en deux états de spin.

III.2 METHODES D'ANALYSE A UN NIVEAU

Deux types de méthodes peuvent être utilisés pour obtenir les paramètres de résonances à partir des courbes expérimentales de transmission et des sections efficaces expérimentales de réaction : i) méthodes d'aires applicables à des résonances suffisamment isolées, ii) méthode d'analyse de forme, par laquelle une fonction théorique est calculée et comparée aux valeurs expérimentales ; on peut alors tenir compte de la contribution d'un nombre important de niveaux.

1 - Méthodes d'aires

La section efficace résonnante due à un niveau isolé est calculée à partir des formules simples suivantes, dérivées des expressions (I.23) et (I.24) en supposant kR faible :

$$\sigma_{nT} = \frac{\sigma_o}{1+x^2} + 2\,k\,R\,\sigma_o\,\frac{x}{1+x^2} \quad , \qquad \sigma_{nc} = \frac{\sigma_o}{1+x^2} \times \frac{\Gamma_c}{\Gamma} \quad . \tag{III.1}$$

σ_{nT} est la section efficace totale neutronique et σ_{nc} la section efficace de réaction neutronique correspondant à un ensemble de voies de sortie c (ensemble des voies de capture ou ensemble des voies de fission par exemple) ;

σ_o est la valeur de la section efficace totale au pic de la résonance ; elle est égale à $4\pi\lambda\!\!\!^{-2} g \frac{\Gamma_n}{\Gamma}$; x est égal au rapport $2(E-E_r)/\Gamma$, E_r étant l'énergie de la résonance ; les largeurs Γ_n, Γ_c, Γ, ont été définies dans le chapitre I.

Si l'on tient compte d'un effet Doppler gaussien, on obtient les sections efficaces élargies suivantes :

$$\sigma^{\Delta}_{nT} = \sigma_o \, \psi(\beta,x) + 2kR \;\; \sigma_o \, \phi(\beta,x) \;,$$

$$\sigma^{\Delta}_{nc} = \sigma_o \frac{\Gamma_c}{\Gamma} \psi(\beta,x) \;.$$

Les fonctions $\psi(\beta,x)$ et $\phi(\beta,x)$ représentent le produit de convolution des fonctions $\frac{1}{1+x^2}$ et $\frac{x}{1+x^2}$ et de la gaussienne Doppler, c'est-à-dire :

$$\left.\begin{aligned} \psi(\beta,x) &= \frac{1}{\beta\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1+y^2} \, e^{-(x-y)^2/\beta^2} \, dy \\ \phi(\beta,x) &= \frac{1}{\beta\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{y}{1+y^2} \, e^{-(x-y)^2/\beta^2} \, dy \end{aligned}\right\} \qquad \text{(III.2)}$$

avec : $\beta = \frac{2\Delta}{\Gamma}$, Δ étant définie par l'expression (II.10).

Les courbes expérimentales à analyser sont les courbes de transmission d'un échantillon d'épaisseur N et les courbes de section efficace de réaction élargies par les fonctions de résolution R_T et R_c :

$$\left.\begin{aligned} T_{exp} &= \left(e^{-N \, \sigma^{\Delta}_{nT}} \right) * R_T \;, \\ \sigma_{nc_{exp}} &= \sigma^{\Delta}_{nc} * R_c \;. \end{aligned}\right\} \qquad \text{(III.3)}$$

On peut distinguer entre les méthodes d'aires totales et les méthodes d'aires partielles.

a) Méthodes d'aires totales.- L'aire totale sous une résonance est indépendante de l'effet Doppler et de la fonction de résolution ; on peut donc l'obtenir en intégrant les relations (III.1) dans tout le domaine d'énergie. Cette intégration se fait sans difficulté et donne :

$$A_{nT} = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{nT}\, dE = \frac{\pi}{2}\, \sigma_o \Gamma \quad ,$$

$$A_{nc} = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{nc}\, dE = \frac{\pi}{2}\, \sigma_o \Gamma_c \quad , \qquad \text{(III.4)}$$

ou encore :

$$A_{nT} = 2\pi^2\, \lambda\!\!\!^{-2}_r\, g\, \Gamma_n \quad ,$$

$$A_{nc} = 2\pi^2\, \lambda\!\!\!^{-2}_r\, g\, \Gamma_n\, \frac{\Gamma_c}{\Gamma} \quad , \qquad \text{(III.5)}$$

$\lambda\!\!\!^{-}_r$ étant la longueur d'onde du neutron à l'énergie de la résonance.

On ne peut pas, en général, donner une expression simple de l'aire totale sous la courbe de transmission ; mais, dans le cas particulier où l'épaisseur N de l'échantillon est suffisamment faible, on a :

$$T_r = e^{-N\, \sigma_{nT}} \simeq 1 - N\, \sigma_{nT} \quad , \qquad \text{(III.6)}$$

et

$$A_{Tr} \simeq \frac{\pi}{2}\, N\, \sigma_o \Gamma = N\, A_{nT}.$$

En pratique, on mesure les aires expérimentales entre deux énergies E_1 et E_2 ; une correction d'aile est alors nécessaire ; cette correction est approximativement égale à [III.1] :

$$\delta A_{Tr} = \frac{N \sigma_o \Gamma^2}{4} \left(\frac{1}{|E_r - E_1|} + \frac{1}{|E_r - E_2|} \right) \qquad \text{(III.7)}$$

dans le cas de la transmission.

La mesure des aires totales permettra d'obtenir, d'une part, la quantité $g\Gamma_n$ et, d'autre part, les rapports Γ_c/Γ, à partir des relations (III.5) et (III.6). La détermination d'un ensemble complet de paramètres nécessite la connaissance de la largeur totale Γ ; celle-ci pourrait être, à la rigueur, déterminée par la mesure de la largeur à mi-hauteur de la résonance, si la largeur Doppler et la largeur de la fonction de résolution étaient négligeables devant Γ ; mais ce cas se produit très rarement, même à basse énergie.

Aussi des méthodes plus élaborées d'aires totales ont été mises au point pour permettre d'obtenir la largeur totale de la résonance [III.1 et III.2]. Ces méthodes utilisent les aires totales sous les courbes de transmission relatives à plusieurs épaisseurs d'échantillon. Des réseaux de courbes donnant la

variation du rapport A_{Tr}/Δ en fonction de $N\sigma_o$ ont été calculés pour différentes valeurs de β ; ces réseaux permettent de définir, pour une aire expérimentale donnée, la courbe de variation de σ_o en fonction du paramètre $\beta = 2\Delta/\Gamma$. Si l'on dispose, pour une même résonance, des aires expérimentales correspondant à plusieurs épaisseurs d'échantillon, on pourra tracer un ensemble de courbes dont le point de convergence indique les valeurs de σ_o et de β de la résonance ; on aura ainsi déterminé les valeurs de $g\Gamma_n$ et de Γ.

b) Méthodes d'aires partielles [III.3]. - Cette méthode permet d'obtenir les paramètres Γ et $g\Gamma_n$, à partir de la transmission d'une seule épaisseur d'échantillon ; mais elle doit tenir compte de la fonction de résolution. Une aire partielle, $A(\delta E)$, est définie comme étant l'aire comprise entre les énergies $E_r - \delta E$ et $E_r + \delta E$ (si δE est grand par rapport à Γ, l'aire partielle est pratiquement égale à l'aire totale). A partir de fonctions théoriques du type (III.3), des réseaux de courbes ont été calculés, donnant la variation de l'aire partielle $A(\delta E)$ en fonction des paramètres σ_o, β, δE et de la largeur de la fonction de résolution supposée gaussienne. Ces réseaux permettent, en utilisant plusieurs aires partielles, de tracer, pour une résonance donnée, un ensemble de courbes de variation de σ_o en fonction de β ; comme pour la méthode des aires totales, le point de convergence de cet ensemble de courbes détermine les paramètres $g\Gamma_n$ et Γ de la résonance.

2 - Méthode des formes

Les méthodes d'aires ne sont applicables que sur des résonances suffisamment isolées. De plus, quand il s'agit de déterminer la largeur Γ, elles sont longues et peu précises, la convergence des courbes obtenues étant souvent assez floue (formule théorique trop simplifiée, imprécision dans la fonction de résolution, erreurs expérimentales, influence des résonances voisines ...). Il paraît également souhaitable de pouvoir vérifier l'exactitude des paramètres obtenus en superposant aux points expérimentaux la courbe théorique correspondant à ces paramètres. On arrive donc tout naturellement à la méthode des formes qui consiste à comparer la forme d'une courbe théorique calculée à partir d'un ensemble de paramètres, à la forme de la courbe expérimentale ; l'ensemble des paramètres est modifié jusqu'à obtenir une courbe théorique s'adaptant le mieux possible aux points expérimentaux. L'ensemble des paramètres de départ peut être déduit d'une évaluation grossière par la méthode des aires (en particulier évaluation des aires totales). Le développement de cette méthode s'est fait parallèlement au développement des calculateurs électroniques, en particulier en ce qui concerne le temps de calcul et

la capacité des mémoires ; actuellement, il est possible de traiter plusieurs milliers de points expérimentaux et plusieurs centaines de résonances en des temps ne dépassant pas la minute.

Dans la méthode des formes, l'adaptation de la courbe théorique aux points expérimentaux est généralement faite en utilisant la technique des moindres carrés. La somme χ^2 des carrés des écarts entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales est écrite sous la forme suivante :

$$\chi^2 = \sum_i P_i (F_{th_i} - F_{exp_i})^2 \quad ;$$

P_i est un facteur de pondération égal à l'inverse du carré de l'erreur absolue sur la i ème valeur expérimentale F_{exp_i}. La détermination du minimum de χ^2 est faite en deux étapes :

a) au début de l'analyse, la courbe théorique n'est qu'une grossière approximation des résultats expérimentaux ; une comparaison visuelle par graphiques ou sur des unités de visualisation associées au calculateur permet d'obtenir un ensemble de paramètres plus proches de la réalité ; après plusieurs rectifications manuelles, on peut arriver à une courbe théorique assez proche des points expérimentaux ;

b) le minimum de χ^2 peut ensuite être déterminé en résolvant un système de N équations de la forme :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_j} = 0 \quad ;$$

α_j est le j ième paramètre, j variant de 1 à N. Ce système d'équations n'est pas, en général, linéaire par rapport à tous les paramètres. Aussi, la résolution du système est-elle faite par approximations successives permettant de converger vers le χ^2 minimal. Dans le cas de formes complexes dues à des résonances non résolues ou à de très fortes interférences, une bonne estimation des paramètres est nécessaire au départ pour obtenir une convergence.

3 - Description des programmes d'analyse de forme

Les programmes d'analyse de forme par moindres carrés utilisés pour l'analyse à un niveau ont déjà été décrits [III.4]. Nous allons en rappeler les caractéristiques essentielles.

Les sections efficaces théoriques sont définies par les expressions :

$$\sigma^{\Delta}_{nT} = \sigma_P + \sigma^{\Delta}_R + \sigma^{\Delta}_{IP} + \sigma_{IR} \qquad \text{(III.8)}$$

avec :

$$\sigma_p = 4\pi \lambda\!\!\!^{-2} \sin^2 kR \quad ,$$

$$\sigma_R^{\Delta} = 4\pi \lambda\!\!\!^{-2} \cos 2kR \sum_{\lambda} g \frac{\Gamma_{n_\lambda}}{\Gamma_\lambda} \psi(\beta_\lambda, x_\lambda) \, ,$$

$$\sigma_{IP}^{\Delta} = 4\pi \lambda\!\!\!^{-2} \sin 2kR \sum_{\lambda} g \frac{\Gamma_{n_\lambda}}{\Gamma_\lambda} \phi(\beta_\lambda, x_\lambda) \, ,$$

$$\sigma_{IR} = 4\pi \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{\lambda} \sum_{\lambda' \neq \lambda} g \frac{\Gamma_{n_\lambda}}{\Gamma_\lambda} \; g \frac{\Gamma_{n_{\lambda'}}}{\Gamma_{\lambda'}} \frac{1 + x_\lambda \, x_{\lambda'}}{(1+x_\lambda^2)(1+x_{\lambda'}^2)} \quad ,$$

pour la section efficace totale, et :

$$\sigma_{nc}^{\Delta} = 4\pi \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{\lambda} g \frac{\Gamma_{n_\lambda}}{\Gamma_\lambda} \frac{\Gamma_{c_\lambda}}{\Gamma_\lambda} \phi(\beta_\lambda, x_\lambda) \qquad \text{(III.9)}$$

pour les sections efficaces de réaction.

Le signe $\sum_{\lambda}$ indique la sommation sur tous les niveaux λ dont on tient compte.

Ce sont donc essentiellement des formes Breit et Wigner à un niveau, telles qu'elles ont été définies en (I.23) et élargies par un effet Doppler gaussien, les fonctions $\phi(\beta_\lambda, x_\lambda)$ et $\psi(\beta_\lambda, x_\lambda)$ étant identiques à celles définies dans les équations (III.2). Le terme σ_{IR} est une approximation des interférences entre niveaux dans la voie diffusion (l'élargissement Doppler a été négligé sur ce terme).

La résolution expérimentale est assimilée à une gaussienne dont l'écart quadratique moyen est donné par une relation du type (II.6). Les fonctions théoriques directement comparables aux résultats expérimentaux sont mises sous la forme :

$$F_{1\ th} = a_1 + b_1 \sqrt{E} + c_1 \left(e^{-N\sigma_{nT}^{\Delta}}\right) * R_T$$

pour la transmission, et :

$$F_{2\ th} = a_2 + b_2 \sqrt{E} + c_2 \, \sigma_{nc}^{\Delta} * R_c$$

pour les sections efficaces de réaction.

R_T et R_c représentent les fonctions de résolution expérimentales ; a_1, b_1, c_1 et a_2, b_2, c_2 sont des coefficients de correction de bruit de fond et de normalisation.

Deux versions du programme ont été utilisées dans ce travail. La première

version permet de traiter les transmissions expérimentales ; six expériences correspondant à six épaisseurs différentes d'échantillon ou à des compositions isotopiques différentes peuvent être traitées simultanément ; on peut tenir compte de 3200 points expérimentaux et de 40 résonances ; le programme permet d'ajuster simultanément par moindres carrés 60 paramètres. Une deuxième version permet de traiter les sections efficaces expérimentales de fission et a des performances comparables à la première version.

Pour chaque résonance λ le programme permet d'ajuster l'énergie, l'aire et la largeur totale ; on obtient ainsi les paramètres suivants : E_λ, $g\Gamma n_\lambda$ (ou $\sigma_{o_\lambda} \Gamma_\lambda$) et Γ_λ à partir des courbes de transmission expérimentales, et : E_λ, $\sigma_{o_\lambda} \Gamma_{\lambda c}$ et Γ_λ à partir des courbes de section efficace de réaction expérimentales. Toutefois la largeur totale Γ_λ n'est bien définie que si les largeurs de la fonction de résolution et de l'effet Doppler sont suffisamment faibles.

Les largeurs partielles de réaction sont ensuite déterminées par :

$$\Gamma_{\lambda_c} = \Gamma_\lambda \times \left(\sigma_{o_\lambda} \Gamma_{\lambda c}\right) / \left(\sigma_{o_\lambda} \Gamma_\lambda\right). \qquad \text{(III.10)}$$

4 - Etude de distribution de paramètres

Avant de terminer ce paragraphe sur les méthodes d'analyse des résonances neutroniques, nous dirons quelques mots sur un programme utilisé dans l'étude des distributions des largeurs partielles (en particulier les largeurs neutroniques réduites, les largeurs de fission et les largeurs de capture radiative). Nous avons vu que ces distributions pouvaient en général être représentées par les lois en χ^2 du type (I.47), chaque distribution pouvant être caractérisée par le nombre N de valeurs expérimentales, la valeur moyenne des largeurs et le nombre ν_{ap} de degré de liberté apparent. Mais, on doit toutefois remarquer :

a) que les largeurs partielles mesurées correspondent en général à un mélange des niveaux relatifs à deux états de spin ; si les largeurs moyennes correspondantes sont très différentes, la distribution résultante peut avoir une forme particulière ;

b) que l'échantillonnage est souvent tronqué vers les petites valeurs (celles qui sont trop faibles pour être accessibles à l'expérience).

Le programme que nous avons mis au point permet de séparer, dans les cas favorables, les deux états de spin et de tenir compte des petites valeurs non mesurées. Chaque distribution sera finalement caractérisée par les paramètres suivants : i) le nombre de niveaux N_{cor}, corrigé pour tenir compte

d'un manque possible de petites valeurs ; ii) la valeur moyenne $<\Gamma_{\lambda c}>$ qui tient compte également des niveaux manqués ; iii) le nombre apparent de degrés de liberté ν_{ap} de la distribution en χ^2 s'adaptant à la distribution expérimentale corrigée.

L'adaptation se fait par la méthode des moindres carrés sur les paramètres N_{cor}, $<\Gamma_{\lambda c}>$ et ν_{ap}. Une telle adaptation a été faite pour toutes les distributions de largeurs partielles étudiées dans les paragraphes suivants.

III.3 IDENTIFICATION DES NIVEAUX ET ETUDE DES ESPACEMENTS

1 - Généralités

L'identification des niveaux peut se faire, indépendamment de toute analyse, sur les courbes expérimentales de transmission ou de fission ; on admet (§ I.4) que l'énergie des niveaux est donnée par l'énergie du pic des résonances ($E_r = E_\lambda$) obtenue par temps-de-vol ; le décalage en énergie dû à un effet d'interférence possible est négligé. L'identification est donc, au départ, visuelle ; elle est en général suffisante pour l'étude des espacements et la détermination de l'espacement moyen. Toutefois, quelques précisions peuvent être apportées par une analyse de forme détaillée dans le cas d'ensembles mal résolus ou dans le cas de résidus de sections efficaces anormalement élevés. Le nombre de niveaux nécessaires pour expliquer la forme des courbes expérimentales peut être alors supérieur au nombre de pics observables. Il est évident que l'introduction de ces niveaux supplémentaires est assez subjective et peut dépendre du formalisme utilisé dans l'analyse. Nous avons essayé d'en introduire le moins possible, en tenant compte du fait que le formalisme à un niveau ne peut pas toujours expliquer la forme exacte des sections efficaces des noyaux fissiles.

Le nombre de résonances identifiées de 0 à 660 eV est de 254 ; l'ensemble de leurs paramètres est donné dans le tableau III.1.

Les échantillons utilisés pour les expériences de transmission contenaient peu de ^{240}Pu ; les résonances de cet isotope ont pu être identifiées par comparaison avec la transmission d'un échantillon à plus forte teneur de ^{240}Pu, faite dans les mêmes conditions de résolution.

On admettra également que la presque totalité des résonances identifiées correspond à des neutrons de moment orbital $\ell = 0$. En effet, le facteur de pénétration $k^2R^2/(1+k^2R^2)$ des neutrons de moment orbital $\ell=1$ n'est encore égal qu'à 0,0028 à 660 eV. Aussi sommes-nous pratiquement en présence

des deux familles de niveaux correspondant aux deux états de spin 0^+ et 1^+ du noyau composé ^{239}Pu + neutron "s".

Une dernière remarque d'ordre général concerne une caractéristique essentielle des sections efficaces neutroniques de ^{239}Pu, révélée par la simple observation visuelle des courbes expérimentales : c'est l'existence d'un nombre important de résonances très larges et de faible amplitude sur lesquelles se superposent des résonances très étroites et de forte amplitude (fig. IV.6 à IV.10).

2 - Nombre de niveaux en fonction de l'énergie - espacement moyen

La figure III.1 représente la variation, en fonction de l'énergie, du nombre N de niveaux identifiés dans l'intervalle d'énergie 0 à E, E variant de 0 à 660 eV. Si tous les niveaux sont identifiés, la pente de cet histogramme doit être égale à la densité ρ des niveaux relatifs au mélange des deux états de spin 0^+ et 1^+ du noyau composé. L'examen de cet histogramme montre que :

a) de 0 à 300 eV, N varie linéairement avec l'énergie ; l'espacement moyen (inverse de la densité des niveaux) est alors :

$$D = \frac{1}{\rho} = 2{,}39 \text{ eV} \qquad \text{(III.11)}$$

b) de 300 à 660 eV, N varie encore linéairement avec l'énergie, mais l'espacement moyen est :

$$D' = 2{,}80 \text{ eV}.$$

Il y a donc, par rapport à l'intervalle 0 - 300 eV, une perte de 16% de niveaux dans l'intervalle 300 - 660 eV ; cette perte est due à un effet expérimental (recouvrement plus important des résonances par augmentation de l'effet Doppler et la détérioration de la résolution). L'espacement moyen doit donc être mesuré dans la première partie de l'histogramme et on doit, à ce stade, retenir la valeur (III.11).

D'après la relation (I.53), le rapport des espacements moyens des deux états de spin est :

$$\frac{D_{J^-}}{D_{J^+}} = \frac{(2J^+ + 1)\, e^{-(J^+ + 1/2)^2/2\sigma^2}}{(2J^- + 1)\, e^{-(J^- + 1/2)^2/2\sigma^2}}$$

avec :

$$J^- = I - 1/2 = 0 \quad ; \quad J^+ = I + 1/2 = 1.$$

Le facteur exponentiel est très voisin de 1, et par suite :

$$\frac{D_o}{D_1} \simeq 3.$$

En tenant compte de la valeur (III.11), on obtient pour D_o et D_1 :

$$\begin{aligned} D_o &= 9{,}6 \text{ eV} , \\ D_1 &= 3{,}2 \text{ eV}. \end{aligned} \qquad \text{(III.12)}$$

3 - Distribution des espacements

La figure (III.2) représente la distribution différentielle des espacements des niveaux dans l'intervalle d'énergie 0 à 300 eV. La courbe théorique est la superposition, non corrélée, de deux lois de Wigner, normalisée à la surface de l'histogramme expérimental ; c'est la loi de distribution correspondant à la relation (I.44 bis) dans laquelle on a fait : $k = D_o/D_1 = 3$. Il y a un très bon accord entre la distribution expérimentale et la loi théorique.

La même distribution est tracée sur la figure III.3 pour les espacements de l'intervalle d'énergie de 300 à 660 eV. On constate un manque très net de petits espacements. Toutefois, si l'on ajoute 16% de petits espacements, et en supposant que le reste de l'histogramme est peu modifié, on retrouve un assez bon accord avec la loi théorique. On retrouve ainsi le déficit de niveaux signalé dans le paragraphe précédent.

4 - Comparaison avec les prévisions théoriques

La densité des niveaux peut être calculée à partir de la relation (I.53) si l'on connaît les paramètres a et σ.

Dans le cas du noyau composé ^{240}Pu, l'énergie de liaison B_n du neutron est égale à 6,524 MeV. L'énergie effective d'excitation U est alors égale à :

$$6{,}524 - \delta_n - \delta_p = 5{,}25 \text{ MeV}.$$

Les valeurs $\delta_n = 0{,}53$ MeV et $\delta_p = 0{,}74$ MeV ont été calculées par P.E. Nemirovski et Y.V. Adamchuk [III.5].

Avec cette valeur de U, l'espacement moyen relatif au mélange des deux états de spin 0^+ et 1^+ s'exprime de la façon suivante :

$$D = 134{,}863\ a^{1/4}\ \sigma^3\ e^{-4{,}583\ a^{1/2}}.$$

En utilisant la méthode de A.V. Malychev [I.25], on peut calculer σ en fonction de a par la relation (I.55) dans laquelle la température T du modèle du gaz de Fermi est égale à $(U/a)^{1/2}$.

Pour une valeur expérimentale de D égale à 2,39 eV, on a alors :

$$a = 28,0$$

Cette valeur est inférieure à celle prévue par T.D. Newton [I.23] (a = 32 au voisinage du nombre de masse A = 240). Elle est toutefois compatible avec la moyenne (voisine de 29) des valeurs calculées par A.V. Malychev à partir des espacements expérimentaux au voisinage de A=240 (Fig. III.4).

III.4 LARGEURS NEUTRONIQUES REDUITES ET FONCTION DENSITE

Les quantités $2g\Gamma_n^\circ$ ont été déduites de l'analyse de forme des courbes de transmission de 2 à 5 épaisseurs d'échantillon. La détermination de la largeur neutronique réduite Γ_n° nécessite la connaissance du facteur statistique g, c'est-à-dire du spin de la résonance. L'étude du spin des résonances sera faite plus loin. Pour le moment, nous nous bornerons à l'étude de l'ensemble des valeurs de $2g\Gamma_n^\circ$ relatives aux deux états de spin et de la fonction densité correspondante.

1 - Distribution des largeurs neutroniques réduites

La distribution intégrale des valeurs de $2g\Gamma_n^\circ$ de 0 à 660 eV est représentée sur la figure III.5. La comparaison avec la loi de Porter et Thomas peut être faite si l'on admet que les valeurs moyennes de $2g\Gamma_n^\circ$ sont égales ou peu différentes pour chaque état de spin ; dans ce cas, on doit s'attendre à une distribution en χ^2 à un degré de liberté. L'adaptation d'une distribution théorique à l'histogramme expérimental donne les résultats suivants :

$$\begin{aligned} \langle 2g\Gamma_n^\circ \rangle &= 0,613 \text{ meV}, \\ \nu_{ap} &= 1,16 , \\ N_{cor} &= 268 \text{ niveaux} . \end{aligned} \qquad \text{(III.13)}$$

La valeur obtenue pour ν_{ap} est assez voisine de l'unité. La courbe théorique tient compte d'un manque possible de 5% de niveaux, à faible valeur de $2g\Gamma_n^\circ$, non identifiés (268 niveaux au lieu de 254).

2 - Fonction densité S°

La fonction densité S°_J relative à un état de spin J du noyau composé, telle qu'elle a été définie en (I.56), est égale à :

$$S^\circ_J = \frac{\langle \Gamma^\circ_n \rangle_J}{D_J} = \frac{\langle 2g\Gamma^\circ_n \rangle_J}{2g_J D_J} = \frac{\langle 2g\Gamma^\circ_n \rangle_J}{2D} .$$

L'égalité des valeurs moyennes $\langle 2g\Gamma^\circ_n \rangle_J$ pour les deux états de spin correspond donc à l'égalité de leurs fonctions densité. On peut alors définir une fonction densité S°, indépendamment des deux états de spin, à partir de l'ensemble des largeurs neutroniques réduites ; elle est donnée par les relations :

$$S^\circ = S^\circ_J = \left(\sum_{\lambda=1}^{\lambda=N} 2g\Gamma^\circ_{n_\lambda} \right) \Big/ 2ND = \left(\sum_{\lambda=1}^{\lambda=N} 2g\Gamma^\circ_{n_\lambda} \right) \Big/ 2\Delta E \ ;$$

N est le nombre total de niveaux identifiés dans l'intervalle ΔE ; le signe Σ indique la sommation sur toutes les valeurs de $2g\Gamma^\circ_n$ dans l'intervalle ΔE.

La figure III.6 représente l'histogramme cumulé des valeurs de $2g\Gamma^\circ_n$ dans l'intervalle d'énergie de 0 à 660 eV. L'allure générale de l'histogramme est linéaire ; S° est égale à la moitié de la pente de la droite représentant cette allure générale. La pente de la droite a été déterminée par une méthode des moindres carrés et donne le résultat suivant :

$$S^\circ = (1.20 \pm 0.11) 10^{-4} . \qquad \text{(III.14)}$$

L'erreur d'origine expérimentale est négligeable ; on a pris en compte l'erreur d'échantillonnage qui est égale, en valeur relative, à $\sqrt{2/N}$, N étant le nombre de valeurs expérimentales.

On peut aussi calculer S_o à partir des valeurs (III.11) et (III.13) de l'espacement moyen et de la largeur neutronique moyenne. On obtient :

$$S_o = \frac{0{,}613 \times 10^{-3}}{2 \times 2{,}39} = 1{,}28 \times 10^{-4}$$

qui est compatible avec la valeur (III.14).

C.A. Uttley [III.6] a mesuré, à partir de la section efficace moyenne, les fonctions densité dans des intervalles d'énergie de 100 eV, entre 100 eV et 600 eV. Dans le tableau III.2, nous comparons ses valeurs avec celles que nous déduisons des paramètres de résonances dans les mêmes intervalles d'énergie. L'accord est excellent sauf entre 300 et 400 eV ,

mais, dans ce dernier intervalle, on observe des résonances étroites de faible amplitude superposées à des sections efficaces résiduelles élevées (18 barns à 358 eV, 366 eV et 380 eV) dont l'analyse à un niveau n'a pas pu tenir compte suffisamment. Il semble que, dans cette zone, 18% de la section efficace totale soit due à des niveaux très larges dont la structure résonnante est masquée, soit par une trop faible amplitude, soit par des effets d'interférence.

Les fluctuations observées dans les valeurs du tableau III.2 sont de faible portée (100 à 200 eV) et sont dues aux fluctuations de Porter et Thomas sur les largeurs neutroniques.

C. Newstead et col. [III.7] ont mesuré la section efficace totale moyenne entre 2 keV et 1 MeV. De ces mesures, ils ont déduit la valeur suivante :

$$S_o = (1.15 \pm 0.16) \times 10^{-4}$$

qui est également en accord avec celle que nous trouvons.

Tableau III.2

Energie en eV	I	a	II	a	III	a	b
0 à 100					1.56	0.02	0.34
100 à 200	1.15	0.03	1.04	0.02	1.13	0.01	0.25
200 à 300	1.54	0.02	1.27	0.04	1.51	0.02	0.33
300 à 400	1.02	0.02			0.84	0.01	0.19
400 à 500	0.76	0.02			0.75	0.01	0.17
500 à 600	1.71	0.02			1.77	0.03	0.39

I : $S_o \times 10^4$ d'après les sections efficaces moyennes de C.A. Uttley
II : $S_o \times 10^4$ d'après les paramètres de résonances de C.A. Uttley
III : $S_o \times 10^4$ d'après les paramètres de résonances de ce travail
a : erreur statistique expérimentale
b : erreur d'échantillonnage.

III.5 LARGEURS DE FISSION

Pour chaque résonance, la valeur de $\sigma_o \Gamma_f$ a été déterminée par l'analyse de forme des sections efficaces de fission. La largeur de fission Γ_f est

ensuite calculée à partir d'une relation du type (III.10), qui est le produit de la largeur totale par un rapport de deux aires. L'aire des résonances est en général connue avec une assez bonne précision, mais ce n'est pas toujours le cas pour la largeur totale Γ ; on doit alors évaluer Γ_f à partir de la relation suivante :

$$\Gamma_f \simeq \left[\langle \Gamma_\gamma \rangle + \frac{(2g\Gamma_n)}{2g} \right] \frac{A_f}{A_T - A_f} \quad , \qquad \text{(III.15)}$$

A_T et A_f étant les aires de la résonance en section efficace totale et en section efficace de fission ; $\langle \Gamma_\lambda \rangle$ est la largeur moyenne de capture radiative ; g est pris égal à 1/2 si le spin de la résonance n'est pas connu (mais dans beaucoup de cas Γ_n est suffisamment faible pour être négligé).

Cette relation a été systématiquement utilisée pour les résonances d'énergie supérieure à 450 eV (au-delà de cette énergie, la détermination de Γ n'est plus possible à cause de l'importance de la fonction de résolution et de l'effet Doppler).

Un autre cas particulier est celui des résonances très larges ; elles sont, en général, de faible amplitude ou appartiennent à des ensembles complexes mal résolus ; l'erreur sur l'ensemble de leurs paramètres est très importante. On admettra qu'un ordre de grandeur de leur largeur de fission est donné par leur largeur totale (Γ_n et Γ_γ sont alors négligeables devant la largeur totale).

En définitive, les largeurs de fission ont été calculées ou évaluées pour 212 résonances ; les 42 valeurs non attribuées correspondent à de très faibles largeurs de diffusion, ou encore à des doublets non résolus. Nous supposons que cet échantillonnage est quand même représentatif des propriétés statistiques des largeurs de fission ; une correction devra toutefois être apportée pour tenir compte des très faibles valeurs non mesurables.

La figure III.7 représente la distribution intégrale des 212 valeurs expérimentales. La forme de l'histogramme est très particulière et ne peut être décrite par une loi simple en χ^2. L'existence de deux familles de résonances est évidente. L'adaptation à l'histogramme expérimental d'une somme de deux lois en χ^2 a été faite par la méthode des moindres carrés et a conduit aux paramètres suivants :

- Première famille : $N_{cor} = 177$; $\langle \Gamma_f \rangle = 34{,}3$ meV ,

  $\nu_{ap} = 1$.

- Deuxième famille : $N_{cor} = 59$; $\langle\Gamma_f\rangle = 2219$ meV,

$\nu_{ap} = 1,47$.

On a tenu compte de la réaction (n,γf) dont la contribution a été prise constante de résonance à résonance et égale à 3,5 meV [III.8].

La première famille comprend trois fois plus de résonances que la deuxième famille. L'interprétation la plus simple d'une telle distribution consiste à attribuer le spin 1^+ aux résonances appartenant à la première famille et le spin 0^+ aux résonances de la deuxième famille, en respectant ainsi la loi en (2J+1) de l'espacement moyen des niveaux par état de spin. Dans ce cas, la voie (ou les voies) conduisant à la fission à partir de l'état 1^+ du noyau composé correspondrai(en)t, d'après la relation (I.61), à :

$$N_{eff_{1^+}} = 2\pi \frac{\langle\Gamma_f\rangle_{1^+}}{D_{1^+}} = 2\pi \frac{0,0343}{3,2} = 0,07$$

c'est-à-dire à une voie (ou des voies) peu ouverte(s).

De même, les voies conduisant à la fission à partir de l'état 0^+ du noyau composé, correspondraient à :

$$N_{eff\ 0^+} = 2\pi \frac{\langle\Gamma_f\rangle_{0^+}}{D_{0^+}} = 2\pi \frac{2,119}{9,6} = 1,45$$

qui laisse la possibilité d'envisager au moins une voie 0^+ complètement ouverte et une deuxième voie 0^+ partiellement ouverte.

On peut vérifier une telle hypothèse par l'examen des états quantiques du noyau ^{240}Pu déformé au point selle et de la hauteur des barrières de fission correspondantes. Ces états quantiques s'apparentent, d'après la théorie de Bohr, aux bas niveaux excités du noyau pair-pair stable correspondant, et dont le schéma est représenté sur la partie gauche de la figure III.8. On trouve un état 0^+ dans la bande du fondamental ; mais il n'existe pas d'état 1^+ dans les états collectifs simples, le premier se trouvant dans les états à deux quasi-particules à environ 1,4 MeV ("pairing gap") au-dessus du fondamental. Mais ce schéma se trouve quelque peu modifié, quand on considère le noyau très déformé, au point selle (partie droite de la figure III.8) ; en particulier, les états à deux quasi-particules se trouvent rejetés à une énergie de 2,6 MeV au-dessus de l'état fondamental, comme cela a été mis en évidence par les réactions (d,pf) sur ^{239}Pu [III.9] ; cette énergie est à environ 1 MeV au-dessus de l'énergie de liaison du neutron et les voies de fission correspondantes sont donc pratiquement fermées. Ainsi on ne pouvait

prévoir qu'une seule voie de sortie ouverte pour la fission par les neutrons de basse énergie, à savoir celle qui correspond à l'état 0^+ du fondamental, les résonances de spin 0^+ pouvant alors avoir de grandes largeurs de fission. Il reste à expliquer :

a) l'existence d'une famille de résonances à faibles valeurs de Γ_f, correspondant à un état de transition 1^+ dont la barrière de fission se situerait au-dessus de l'énergie de liaison du neutron (voie partiellement ouverte) ;

b) l'existence probable d'une deuxième voie fission 0^+ partiellement ouverte.

Une telle situation paraissait déjà évidente après la première détermination du spin de quelques résonances de ^{239}Pu faite par J.S. Fraser et R.Schwartz [III.10] : les deux états de spin 0^+ et 1^+ existaient dans les sections efficaces de fission à basse énergie. Aussi, J.J. Griffin a-t-il envisagé dès 1965 [III.11] l'existence, pour des noyaux très déformés au voisinage de la fission, d'états de transition complexes dus à la combinaison d'états collectifs simples. Il a montré que, pour le plutonium, il existerait un état 1^+ issu de la combinaison de deux états de vibrations octupolaires correspondant aux déformations Y_3^0 et Y_3' ; il n'était pas impossible,d'après ses calculs, basés sur le modèle de la goutte liquide, que l'énergie de cet état de double vibration soit à 0,5 MeV au-dessous de l'énergie de liaison du neutron.

En fait, la situation est moins critique que ne le pensait J.J. Griffin en 1965 car,pour expliquer une largeur moyenne de fission égale à 34,3 meV, il suffit de placer une barrière de fission à environ 0,200 MeV au-dessus de l'énergie de liaison du neutron.

Quant à la deuxième voie fission 0^+ partiellement ouverte, elle correspondrait à un état de double vibration quadrupolaire dont l'énergie se trouverait au voisinage de l'énergie de liaison du neutron [III.12].

Il est donc possible de trouver un accord, du moins qualitatif, entre les résultats expérimentaux et la théorie des voies de sortie de la fission telle qu'elle a été élaborée par A. Bohr et J.A. Wheeler ; le nombre de voies de sortie vers la fission est faible et les largeurs moyennes de fission sont compatibles avec des hauteurs de barrière que l'on peut prévoir. Mais, nous verrons qu'un examen plus détaillé des résultats expérimentaux révèle des fluctuations très importantes dans les largeurs moyennes de fission de la voie 1^+, fluctuations incompatibles avec un modèle statistique. En fait, la

fission par la voie 1^+ est une fission sous le seuil ($E_f - E \simeq 200$ keV); elle peut donc présenter une structure intermédiaire due à la présence possible d'une double barrière de fission. Ce nouvel aspect de la fission de ^{239}Pu sera envisagé dans le chapitre V. Malgré tout, les résultats que nous avons donnés sont en moyenne valables, en particulier en ce qui concerne l'identification et le nombre possible des voies conduisant à la fission.

III.6 LARGEURS TOTALES DE CAPTURE RADIATIVE

Les largeurs de capture radiative ne sont obtenues qu'indirectement à partir des mesures de section efficace totale et de fission ; à basse énergie de neutrons où, seules, la diffusion élastique, la capture radiative et la fission sont possibles, la section efficace de capture est la différence entre la section efficace totale et la somme des sections efficaces de diffusion et de fission ; dans la section efficace résonnante, cela revient à écrire :

$$\Gamma_\gamma = \Gamma - (\Gamma_f + \Gamma_n) \ . \qquad \text{(III.16)}$$

Cette différence est significative si la largeur totale Γ est mesurée avec suffisamment de précision. L'erreur sur Γ augmente avec l'importance de la fonction de résolution et de l'effet Doppler, c'est-à-dire croît avec l'énergie ; il s'ensuit une dispersion de plus en plus grande dans les valeurs obtenues pour Γ_γ (en ce sens, l'évolution des largeurs moyennes de capture radiative en fonction de l'énergie permet de tester la fonction de résolution). Nos résultats restent cohérents jusqu'à vers 450 eV ; au-delà, il n'est plus possible de donner les valeurs de Γ_γ. Il faut, d'autre part, remarquer que la détermination exacte de Γ_γ nécessite la connaissance du facteur statistique g, c'est-à-dire du spin de la résonance, à moins que Γ_n ne soit relativement faible ; dans ce dernier cas, Γ_γ peut être calculé sans trop d'erreur en donnant à g la valeur moyenne 1/2. Par contre, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, si Γ_n a une valeur suffisamment grande, il est possible de déterminer le spin de la résonance en choisissant entre les deux valeurs possibles de Γ_γ.

Nous avons pu attribuer une valeur de Γ_γ à 107 niveaux ; la valeur moyenne (pondérée par l'inverse du carré de l'erreur absolue) est :

$$\langle \Gamma_\gamma \rangle = (42.0 \pm 1.5) \text{ meV}.$$

La distribution intégrale de ces 107 valeurs est donnée sur la figure III.9 ; elle est compatible avec une loi en χ^2 à 50 degrés de liberté, ce qui correspond à une variance égale, en valeur relative, à 0,040. Les fluctuations observées sont surtout dues aux erreurs expérimentales ; l'ensemble des valeurs n'est pas incompatible avec une valeur unique voisine de la valeur moyenne précédente, comme l'indique la figure III.10.

La comparaison avec les prévisions théoriques peut être faite en utilisant la relation (I.58) si on connaît le paramètre b ; celui-ci est déterminé par la valeur du paramètre a déduit de l'espacement moyen des niveaux dans le paragraphe III.3. On obtient :

$$b = 0{,}309$$

et :

$$\langle \Gamma_\gamma \rangle = 40{,}3 \text{ meV.}$$

Cette valeur calculée est en accord avec la valeur expérimentale ; autrement dit, si le paramètre a est ajusté pour que l'espacement moyen théorique corresponde à l'espacement moyen expérimental, la largeur moyenne théorique de capture radiative est également en bon accord avec la valeur expérimentale.

III.7 ETUDE DES RESONANCES ET DE LEURS PARAMETRES EN FONCTION DE LEUR ETAT DE SPIN

Une telle étude est possible pour le noyau ^{239}Pu pour lequel un ensemble cohérent d'attributions de spins existe sur un nombre important de résonances. La méthode la plus directe de détermination du spin consiste à mesurer le facteur statistique g en combinant les résultats des mesures de la section efficace totale et de la section efficace de diffusion élastique ; g est alors obtenu à partir de la relation :

$$g = \frac{(\sigma_o \Gamma)^2}{8\chi^2 \Gamma} \quad \frac{1}{A_n}$$

qui peut être directement déduite des relations du type III.10 ; A_n est l'aire de la résonance en diffusion élastique ; $\sigma_o \Gamma$ et Γ sont déduits de la section efficace totale. Dans le cas de ^{239}Pu, les deux valeurs possibles de g étant 1/4 et 3/4, la séparation en deux groupes est plus facile que pour les autres noyaux fissiles ; les erreurs dues aux difficultés de la mesure de la section efficace de diffusion d'un noyau fissile ont moins d'importance.

Une mesure de la section efficace de diffusion élastique a été faite par J. Trochon et al. [III.13] (également par la méthode de temps-de-vol auprès de l'accélérateur linéaire de 60 MeV de Saclay) en même temps que les mesures de transmission et de section efficace de fission ; elle utilisait un détecteur de neutrons à haute résolution constitué par un ensemble de huit scintillateurs liquides disposés autour de l'échantillon à l'extrémité d'une base de vol de 50 m ; la résolution était ainsi suffisante pour permettre l'analyse des résonances jusqu'à l'énergie de 660 eV [III.14] et l'utilisation au maximum des résultats des mesures de transmission ; l'attribution du spin a pu être faite pour 112 niveaux sur les 254 identifiés dans la section efficace totale.

Les résultats de cette attribution directe peuvent être comparés aux mesures similaires faites dans l'ordre chronologique par J.S. Fraser et R. Schwartz [III.10] jusqu'à l'énergie de 46 eV, G.S. Sauter et C.A. Bowman [III.15] jusqu'à 75 eV et M. Asghar [III.16] jusqu'à 300 eV. Il y a un bon accord d'ensemble entre ces mesures et celles de Saclay. Toutefois, J.S. Fraser et R. Schwartz ont attribué le spin 0^+ aux résonances à 14,7 eV, 22,3 eV et 44,5 eV alors que tous les autres auteurs s'accordent sur le spin 1^+ ; mais cette mesure, la plus ancienne, comportait un très fort bruit de fond dû probablement à un effet de rétrodiffusion ; aussi doit-on lui attacher moins d'importance. Au-delà de 75 eV, on peut seulement comparer les résultats de J. Trochon et de M. Asghar ; il y a six désaccords dans les deux séries de résultats (sur 47 comparaisons possibles), le désaccord se faisant toujours dans le même sens : une résonance attribuée 1^+ par J. Trochon est attribuée 0^+ par M. Asghar. Ces désaccords ont toujours pu être expliqués favorablement aux attributions faites par J. Trochon.

Des méthodes indirectes de détermination de spin peuvent aussi être utilisées ; elles sont basées sur des propriétés de résonances ou des propriétés nucléaires supposées caractéristiques d'un état de spin. Nous avons pu ainsi attribuer un nombre important de spins par les deux méthodes suivantes :

1 - Par l'étude de la distribution des largeurs de fission

Les conclusions du paragraphe III.5 constituent déjà une orientation en ce qui concerne les spins des résonances de ^{239}Pu, à savoir que la plus grande partie des résonances étroites appartient à l'état 1^+ et que les résonances dont la largeur de fission est supérieure à une certaine valeur appartiennent à l'état 0^+. On peut préciser cette valeur limite ; la valeur moyenne des largeurs de fission des résonances 1^+, déduite de l'étude de

l'histogramme de la figure III.7,est égale à 34,3 meV pour une distribution en χ^2 à 1 degré de liberté ; dans ce cas, la probabilité de trouver une valeur de Γ_f supérieure ou égale à 500 meV dans l'état 1^+ est égale à $1,6 \times 10^{-4}$; ainsi les résonances dont la largeur de fission est supérieure ou voisine de 500 meV ont une probabilité pratiquement égale à 1, d'appartenir à l'état de spin 0^+. On peut ainsi attribuer le spin 0^+ à 44 résonances dans l'intervalle d'énergie de 0 à 660 eV.

2 - Par l'étude des largeurs de capture radiative

La relation (III.16) peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\Gamma_\gamma = \Gamma - \Gamma_f - (2g\Gamma_n)/2g \ .$$

Nous savons que $2g\Gamma_n$ est obtenue directement à partir de l'analyse des courbes de transmission ; si cette quantité est suffisamment grande, on obtient pour Γ_γ des valeurs très différentes suivant que g est égal à 1/4 ou 3/4 ; si ces valeurs sont incompatibles, dans la limite des erreurs expérimentales, on doit choisir la valeur la plus probable ; pour cela, on suppose que Γ_γ fluctue peu de résonance à résonance (§ III.6) et est, en moyenne, indépendant de l'état de spin. En fait, on peut considérer les deux cas suivants :

a) le choix de g = 1/4 conduit à une valeur négative de Γ_γ ; on peut alors conclure sans ambiguïté que la résonance est de spin 1^+ ;

b) l'une des valeurs de Γ_γ obtenues est voisine de 42 meV et l'autre est très différente ; dans ce cas, l'état de spin correspond à la valeur de g qui donne à Γ_γ une valeur voisine de 42 meV.

Les attributions ainsi faites portent sur 34 résonances, toujours en accord avec les attributions de J. Trochon (ce qui confirme la validité de la méthode).

Les résultats de ces deux méthodes indirectes sont rassemblés dans le tableau III.3.

Une autre méthode indirecte, basée sur l'étude de la distribution en masse des produits de fission, a été utilisée par G.A. Cowan et col. [III.17] ; le degré d'asymétrie dans la fission dépend du type de vibrations du noyau déformé juste avant la fission. En ce sens, les vibrations quadrupolaires de l'état 0^+ du fondamental doivent conduire à une fission plus symétrique que dans l'état 1^+ qui correspond à des vibrations octupolaires. G.A. Cowan et col. ont pu effectivement séparer les résonances de ^{239}Pu en deux groupes : un premier groupe à mode de fission plus symétrique, pouvant

donc correspondre à l'état de spin 0^+, est caractérisé par une grande largeur moyenne de fission ; un deuxième groupe à mode de fission moins symétrique, pouvant donc correspondre à l'état de spin 1^+, est caractérisé par une largeur moyenne de fission faible. Ceci est parfaitement en accord avec nos résultats à partir de l'étude de la distribution des largeurs de fission. On doit remarquer toutefois que G.A. Cowan attribue le spin 1^+ à la résonance à 47,6 eV, alors que tous les autres auteurs lui attribuent le spin 0^+. Il n'est pas possible d'expliquer ce désaccord.

Le tableau III.4 résume toutes les attributions de spin faites sur les résonances de ^{239}Pu. Le bilan s'établit de la façon suivante :

63 résonances correspondent à l'état 0^+,
101 résonances correspondent à l'état 1^+,

sur un total de 254 résonances observées.

On attribue donc le spin 0^+ à 25% des niveaux observées ; si l'on suppose que la loi en (2J+1) est vérifiée pour les espacements de ces niveaux, on doit admettre que toutes, ou presque toutes, les résonances de spin 0^+ ont été identifiées ; ce résultat ne doit pas surprendre, car elles ont été identifiées pour la plupart d'entre elles comme ayant une grande largeur de fission ; de plus, on peut attribuer le spin 0^+ à 16 résonances étroites à partir de la mesure de la section efficace de diffusion élastique. L'autre conclusion évidente est que les résonances pour lesquelles l'attribution de spin n'a pas pu être faite sont, pour la plupart d'entre elles, de spin 1^+.

Nous admettrons donc, pour la suite, que les résonances de ^{239}Pu identifiées dans l'intervalle d'énergie de 0 à 660 eV ont pu être séparées en deux groupes : un premier groupe comprenant les 63 résonances 0^+ ; un deuxième groupe comprenant toutes les autres résonances, au nombre de 191, et que nous considérerons comme formant une famille à peu près pure de résonances 1^+.

A partir de cette hypothèse, nous allons essayer de déterminer les paramètres moyens caractéristiques de chaque état de spin, en reprenant l'examen des distributions des paramètres de résonances, mais en séparant les deux groupes.

1 - Largeurs neutroniques réduites et fonction densité par état de spin

La figure III.11 représente les distributions intégrales de largeurs neutroniques réduites correspondant aux deux groupes de résonances. La dis-

tribution A peut être décrite par une loi théorique dont les paramètres sont :

$$<2g\Gamma_n^\circ>_{0^+} = 0{,}722 \times 10^{-3}\ eV^{1/2}\ ,$$

$$\nu_{0^+} = 1{,}3\ ,$$

$$N_{cor_{0^+}} = 73.$$

Il s'agit d'une famille pure de résonance 0^+. On devrait donc s'attendre à un nombre de degré de liberté égal à 1 (loi de Porter et Thomas) ; la valeur obtenue semble être significativement plus grande. Le désaccord pourrait être dû au fait que l'analyse à un niveau des résonances larges est souvent imprécise et ne donne alors qu'un ordre de grandeur de la largeur neutronique réduite ; ceci peut entraîner une distorsion dans la distribution expérimentale.

Dans la distribution B, on obtient les paramètres suivants :

$$<2g\Gamma_n^\circ>_{1^+} = 0{,}537 \times 10^{-3}\ eV^{1/2}\ ,$$

$$\nu_{1^+} = 1{,}0 \quad \text{(loi de Porter et Thomas)}\ ,$$

$$N_{cor_{1^+}} = 209\ .$$

Les fonctions densité peuvent être directement déduites de ces valeurs moyennes de largeurs neutroniques réduites et des espacements moyens définis par les relations (III.12). On obtient ainsi :

$$S^o_{o^+} = 1{,}50 \times 10^{-4}\ ,$$

$$S^o_{1^+} = 1{,}12 \times 10^{-4}\ .$$

Elles peuvent être également déduites des histogrammes de la figure III.12 (pente des histogrammes déterminée par une méthode de moindres carrés) ; on obtient alors :

$$\begin{aligned} S^o_{o^+} &= (1{,}56 \pm 0{,}28)\ 10^{-4}\ , \\ S^o_{1^+} &= (1{,}13 \pm 0{,}12)\ 10^{-4}\ , \end{aligned} \qquad \text{(III.17)}$$

qui sont sensiblement les mêmes que les valeurs précédentes.

Ces deux valeurs correspondent à une fonction densité moyennée sur les

deux états de spin :

$$S^o = \left(\frac{1}{4} \times 1{,}56 + \frac{3}{4} \times 1{,}13\right) = 1{,}24 \times 10^{-4},$$

tout à fait compatible avec la valeur (III.14).

La différence observée dans les deux valeurs III.17 est-elle significative ? Pour répondre à cette question, il faut connaître la probabilité P pour que l'une des fonctions densité mesurées soit supérieure à r fois l'autre, les fonctions densités théoriques étant supposées égales. Si les deux fonctions densités sont déterminées à partir de M et N valeurs expérimentales distribuées suivant la loi de Porter-Thomas, on montre [III.21] que :

$$P = 1 - \left(\frac{rM}{N+rM}\right)^{M/2} \left[1 + \sum_{k=1}^{k=\frac{N}{2}-1} \left(\frac{N}{N+rM}\right)^k \frac{1}{k!} \frac{M}{2} \left(\frac{M}{2}+1\right) \ldots \left(\frac{M}{2}+k-1\right)\right] \qquad \text{(III.18)}$$

M et N étant deux nombres pairs.

Les valeurs (III.17) sont dans le rapport 1,39 ; la probabilité pour que l'on ait $S^o_{o+} \geq 1{,}39\ S^o_{1+}$ est, d'après la formule précédente, d'environ 5%. Il n'est donc pas impossible que l'écart observé soit dû à un effet d'échantillonnage.

D'autre part, doit-on s'attendre à une variation de la fonction densité avec l'état de spin dans le cas de ^{239}Pu ? Cette variation, si elle existe, doit être expliquée par la présence d'un terme d'interaction spin-spin dans le potentiel du modèle optique tel que l'a suggéré H. Feshbach [III.18]. La force du couplage est proportionnelle au produit $\vec{i}.\vec{I}$ des opérateurs moment-angulaire du neutron et du noyau cible. Il peut donc exister un effet important dans le cas de noyaux-cibles à spin élevé ; de tels effets ont été observés dans ^{143}Nd, ^{145}Nd, ^{147}Sm et quelques autres noyaux de spin 7/2 [III.19], le rapport entre les fonctions densités pouvant être supérieur à 3. Mais on ne doit pas s'attendre à un effet important pour des noyaux cibles de spin 1/2 ; pour ^{239}Pu, cet effet ne serait que de quelques % [III.20].

2 - Largeurs de fission par état de spin

Les largeurs de fission des 63 résonances du premier groupe sont connues ; dans le deuxième groupe, on connaît seulement 149 valeurs. La figure III.13 représente les distributions intégrales correspondantes. Ces distributions peuvent être décrites par des lois théoriques dont les para-

mètres sont les suivants :

$$\langle \Gamma_f \rangle_{0^+} = 2145 \text{ meV},$$

$$\nu_{0^+} = 1,21 ,$$

$$N_{cor_{0^+}} = 63 ,$$

pour le premier groupe :

$$\langle \Gamma_f \rangle_{1^+} = 33,5 \text{ meV} ,$$

$$\nu_{1^+} = 1,0 ,$$

$$N_{cor_{1^+}} = 164 ,$$

pour le deuxième groupe.

Les valeurs obtenues sont peu différentes de celles déduites de la distribution de l'ensemble des largeurs de fission (Fig. III.7). Toutefois, on retiendra celles-ci qui, déduites de deux distributions séparées, sont plus précises.

3 - Largeur moyenne de capture radiative par état de spin

La détermination d'une valeur de Γ_γ pour les résonances larges est impossible par la méthode indiquée dans le paragraphe III.6, la différence entre Γ et Γ_f étant alors inférieure ou du même ordre de grandeur que l'incertitude sur Γ. Aussi, dans le premier groupe de résonances, on n'a pu attribuer que 11 largeurs de capture radiative ; elles correspondent aux résonances dont la largeur totale est relativement faible. La valeur moyenne correspondante est :

$$\langle \Gamma_\gamma \rangle_{0^+} = 39,5 \pm 4,0 \text{ meV}.$$

Dans le deuxième groupe, 95 valeurs ont été attribuées, dont la valeur moyenne est :

$$\langle \Gamma_\gamma \rangle_{1^+} = 42,2 \pm 1,4 \text{ meV}.$$

Ces deux valeurs moyennes sont parfaitement compatibles et ne permettent pas de conclure à une variation de $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ avec l'état de spin du noyau composé.

Nous avons rassemblé, dans le tableau III.5, les paramètres moyens par état de spin, tels que nous venons de les déterminer.

Tableau III.5

J^{Π}	g	$\langle D \rangle_{eV}$	$\langle 2g\Gamma_n^o \rangle$ meV	$S^o \times 10^4$	$\langle \Gamma_f \rangle$ meV	$\langle \Gamma_\gamma \rangle$ meV
0^+	1/4	$9,60^{+0,70}_{-0,84}$	0,72±0,13	1,56±0,28	2145±390	39,5±4,0
1^+	3/4	$3,20^{+0,13}_{-0,20}$	0,54±0,06	1,13±0,12	33,5±4,0	42,2±1,4

L'erreur sur l'espacement moyen <D> tient compte de l'erreur d'échantillonnage (la loi de Wigner est équivalente à une distribution en χ^2 à 7 degrés de liberté) et d'une omission possible de 5% des résonances (encore que cette omission ne soit pas évidente entre 0 et 300 eV, intervalle dans lequel l'espacement moyen a été mesuré). Les valeurs moyennes des largeurs neutroniques réduites et des largeurs de fission ont été déterminées en adaptant, par une méthode des moindres carrés, une loi théorique aux histogrammes expérimentaux ; la méthode utilisée tient compte des faibles valeurs non détectées par l'expérience ; l'influence des erreurs d'origine expérimentale est négligeable devant les erreurs d'échantillonnage ; aussi, nous n'avons tenu compte que de celles-ci. La méthode de mesure de la fonction densité (pente des histogrammes de la figure III.12) permet également de s'affranchir de l'influence des résonances non détectées et de la présence possible de doublets non résolus ; il suffit pour cela que la surface de tout groupe non résolu soit correctement évaluée ; là encore, l'erreur d'échantillonnage est prépondérante. Par contre, l'erreur d'échantillonnage sur les largeurs moyennes de capture radiative doit être assez faible, car il y a peu de fluctuations dans les largeurs de capture radiative ; nous avons alors tenu compte des erreurs de mesure (qui sont, dans ce cas, importantes à cause des effets de différence).

III.8 CONCLUSION

Nous venons de dégager les propriétés essentielles des niveaux de résonances neutroniques tels qu'ils apparaissent à travers les réactions induites par des neutrons lents sur le noyau ^{239}Pu. L'analyse a combiné les résultats de trois types de mesures : mesure de transmission, mesure de section efficace de fission et mesure de section efficace de diffusion. La qualité de la résolution a permis de pousser l'analyse jusqu'à une énergie de neutrons encore jamais atteinte pour un noyau fissile. La classification des résonances

en deux états de spin a pu être faite. En ce qui concerne les propriétés de la fission, les résultats obtenus sont en accord, du moins qualitatif, avec la théorie de Bohr-Wheeler ; toutefois, la fission à travers la voie 1^+ semble être une fission sous le seuil ; aussi une recherche de structure intermédiaire, due à la présence possible d'une barrière de fission à deux maximums est-elle justifiée. Cette recherche sera faite dans le chapitre V. L'utilisation du formalisme Breit-Wigner à un niveau a été suffisante pour expliquer la forme de la section efficace dans la grande majorité des résonances de l'état de spin 1^+. Mais l'analyse des résonances larges a présenté de sérieuses difficultés ; des résonances artificielles ont dû être introduites pour expliquer, en particulier, la forme d'ensembles complexes mal résolus ; une analyse plus poussée, utilisant un formalisme multiniveaux, est donc utile dans ce cas. Cette analyse sera faite dans le chapitre IV.

Chapitre III

REFERENCES

[III.1] J.L. Rosen, Report Columbia University, Nevis 84.

[III.2] E. Melkonian, Proc. Int. Conf. on the Peaceful use of Atomic Energy, P/583 (1955).

[III.3] C.R. Corge, Rapport S.P.N.B.E. 6, C.E.N. Saclay (1961).

[III.4] P. Ribon et al., Conf. I.A.E.A. sur les données nucléaires pour les réacteurs, Paris (1966), CN 23/71.

[III.5] P.E. Nemirovski et Y.V. Adamchuk, Nucl. Phys. 39 (1962) 553.

[III.6] C.A. Uttley, Int. Conf. on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Antwerp (1965), n°98.

[III.7] C.M. Newstead et al., Int. Conf. on Statistical Properties of Nuclei, Albany (Août 1971) U.S.A.

[III.8] J.E. Lynn, Structure Effect in Nuclear Fission, Nuclear Structure, (c.r. coll. Dubna, 1968) A.I.E.A. Vienne (1968) 463.
G. LeCoq, Thèse, Orsay (octobre 1967).

[III.9] H.C. Britt et al., Phys. Rev. Lett. 11 (1963) R502.

[III.10] J.S. Fraser et R. Schwartz, Nucl. Phys. 30 (1962) 269.

[III.11] J.J. Griffin, Symposium on Physic and Chemistry of Fission, Salzburg, (mars 1965), vol.I p.23.

[III.12] J.J. Griffin et M. Rich, Bull. Am. Soc., II (1963) n°18, 526.

[III.13] J. Trochon, Communication privée.

[III.14] J. Trochon, H. Derrien, B. Lucas et A. Michaudon, Nucl. Data for Reactors, vol.I (1970) 495, I.A.E.A. Vienne.

[III.15] G.S. Sauter et C.A. Bowman, rapport U.C.R.L. 14200.

[III.16] M. Asghar, Nucl. Data for Reactors, I.A.E.A. Vienne, vol.II (1967) 185.

[III.17] G.A. Cowan et al., Phys. Rev. 144 (1966) 979.

[III.18] H. Fesbach, An. Rev. Nucl. Sci., 8 (1958).

[III.19] H. Tellier et al., Proc. Third Conf. Neutron cross sections, Knoxville (1971)
J.P. Delaroche, Thèse 3ème Cycle, Orsay (1972).

[III.20] J.P. Delaroche, Communication privée.

[III.21] E. Lynn, The Theory of Resonance Reactions, Clarendon Press, Oxford (1968) p.276.

Tableau III.1

PARAMETRES DES RESONANCES DE ^{239}Pu

E (eV)	$2g\Gamma_n$ (meV)	$\sigma_0\Gamma$ (b. eV)	Γ (meV)	$\sigma_0\Gamma_f$ (b. eV)	Γ_f (meV)	Γ_γ (meV)	J
0,30			99 ± 4		60 ± 4	39 ± 3	
7,62	1,21 ± 0,04	201,0 ± 6,6	87 ± 5	108,2 ± 2,1	47 ± 3	40 ± 4	1
10,93	2,84 ± 0,15	338,2 ± 17,9	200 ± 20	242,1 ± 5,0	143 ± 16	55 ± 9	1
11,5	0,15						
11,89	1,54 ± 0,10	168,6 ± 11,0	67 ± 7	60,9 ± 2,4	24 ± 3	42 ± 5	1
14,31	0,91 ± 0,05	82,8 ± 4,5	102 ± 8	54,7 ± 3,3	67 ± 7	34 ± 6	1
14,68	2,86 ± 0,05	253,6 ± 4,3	70 ± 7	107,5 ± 2,1	30 ± 3	38 ± 4	1
15,46	0,98 ± 0,08	82,6 ± 6,3	700 ± 50	80 ± 8	656		0
17,66	2,74 ± 0,05	201,9 ± 3,6	75 ± 7	92,7 ± 1,9	34 ± 4	39 ± 5	1
22,29	4,00 ± 0,10	233,6 ± 5,8	109 ± 9	132,3 ± 2,6	62 ± 6	44 ± 5	1
23,94	0,13 ± 0,01	7,1 ± 0,5	70 ± 12	3,8 ± 0,9	38 ± 10	32 ± 12	
26,24	2,20 ± 0,15	109,1 ± 7,4	83 ± 10	58,0 ± 2,9	44 ± 7	38 ± 6	1
27,24	0,21 ± 0,01	10,0 ± 0,3	42 ± 8	1,1	5	37	
32,31	0,42 ± 0,02	16,9 ± 0,7	153 ± 20	12,2 ± 0,5	110 ± 15	41 ± 8	0
34,60	0,02						
35,50	0,43 ± 0,02	15,8 ± 0,6	47 ± 9	1,5	4 ± 2	43 ± 9	1
41,42	6,20 ± 0,20	194,9 ± 6,2	52 ± 8	15,7 ± 3,5	4 ± 1	44 ± 8	1
41,66	2,02 ± 0,25	63,1 ± 7,9	105 ± 16	28,1 ± 4,2	46 ± 12	58 ± 25	
44,48	9,97 ± 0,20	291,7 ± 5,9	58 ± 7	24,0 ± 1,2	5 ± 1	47 ± 7	1
47,60	2,90 ± 0,15	79,3 ± 4,0	322 ± 25	61,0 ± 2,5	248 ± 30	68 ± 20	0
49,71	2,2 ± 0,2	58 ± 6	810 ± 200	53,2 ± 2,7	746 ± 200		0
50,08	4,55 ± 0,20	118,2 ± 5,2	57 ± 10	26,2 ± 2,1	13 ± 3	41 ± 8	1
52,60	15,70 ± 0,30	388,5 ± 7,4	68 ± 10	51 ± 1	9 ± 2	49 ± 9	1
55,13	2,20 ± 0,12	51,5 ± 2,9	59	18,7 ± 1,9	21	36	1
57,44	6,5	147	500	130	445		0
58,84	5,5	122	1 100	118	1 047		0
59,22	8,37 ± 0,46	184,0 ± 10,1	191 ± 16	119 ± 8	123 ± 15	62 ± 20	1
60,94	11	235	6 800	200	6 736		0
63,08	1,20 ± 0,25	24,3 ± 5,2	155 ± 17	18 ± 4	111 ± 37	43	
65,36	0,54						
65,71	18,22 ± 0,50	372,8 ± 9,7	137 ± 14	203 ± 6	74 ± 8	51 ± 8	1
74,05	4,75 ± 0,20	86,1 ± 6,5	71 ± 8	37,9 ± 1,9	32 ± 4	37 ± 5	1
74,95	33,20 ± 1,50	576,5 ± 10,4	147 ± 14	330 ± 6	84 ± 9	41 ± 6	1
78,95	0,16	2,6					
81,76	6	95 ± 30	2 050	61	1 996		0
82,68	0,75 ± 0,15	11,8 ± 2,4	70				
83,52	1,2	18,7	1 750	18	1 706		0
85,32	28 ± 4	427 ± 60	2 300	360	2 002		0
85,48	11,80 ± 0,36	179,7 ± 5,5	75 ± 20	39	16	51	1
90,75	18,45 ± 0,42	264,6 ± 6,	60 ± 10	38 ± 3	9 ± 2	39 ± 6	1
92,97	1,05 ± 0,04	14,7 ± 0,6	57 ± 5	2,3	9	47	
95,36	3,15 ± 0,15	43 ± 2	98 ± 10	13 ± 2	30 ± 6	66 ± 15	1
96,49	6,68 ± 0,26	90,1 ± 3,5	1 700 ± 350	86 ± 9	1 645		0
100,25	5,60	72	6 000	72	5 947		0
102,99	2,42 ± 0,08	30,6 ± 0,3	48 ± 5	6,6 ± 1,7	10 ± 3	36 ± 5	1
105,30	6,96 ± 0,40	86,0 ± 5,0	48 ± 7	9,8 ± 1,0	5 ± 2	38 ± 7	1
106,67	13,96 ± 0,60	170,3 ± 7,3	75 ± 4	59,7 ± 1,8	26 ± 2	40 ± 4	1
110,38	0,66 ± 0,07	7,8 ± 0,8	43 ± 16	2,4	13	30	
114,44	0,8	9	1 500	7	1 456		0
115,10	0,32 ± 0,10	3,6 ± 0,1	200	3			
116,03	5,41 ± 0,13	60,7 ± 1,5	257 ± 15	51 ± 3	215 ± 20		0
118,83	25,92 ± 0,60	283,9 ± 6,9	102 ± 6	118 ± 6	42 ± 4	43 ± 5	1
120,99	3,70 ± 0,15	39,8 ± 1,6	78 ± 12	20 ± 2	39 ± 7	32 ± 7	0
123,44	0,70 ± 0,08	7,4 ± 0,9	63 ± 13	4,6	39	24 ± 15	
126,20	2,96 ± 0,12	30,5 ± 1,2	96 ± 10	6,2	20	70 ± 20	0
127,51	0,77 ± 0,12	7,8 ± 1,2	64 ± 10	3,1	25	39	
131,75	18,26 ± 1,20	180,3 ± 12,0	3 800 ± 250	158 ± 20	3 722		0

Tableau III.1 (suite)

PARAMETRES DES RESONANCES DE ^{239}Pu

E (eV)	$2g\Gamma_n$ (meV)	$\sigma_o\Gamma$ (b. eV)	Γ (meV)	$\sigma_o\Gamma_f$ (b. eV)	Γ_f (meV)	Γ_γ (meV)	J
133,78	8,38 ± 0,30	81,5 ± 2,9	56 ± 6	8,7 ± 2,2	6 ± 2	44 ± 7	1
136,75	5,12 ± 0,16	48,7 ± 1,5	126 ± 10	32,6 ± 3,3	84 ± 10	32 ± 10	0
139,28	0,18	1,7		1,5			
142,92	4,86 ± 0,21	44,3 ± 1,9	137 ± 20	26,6 ± 3,2	82 ± 15	52 ± 16	1
143,47	6,12 ± 0,15	55,5 ± 1,4	83 ± 12	21 ± 3	31 ± 5	48 ± 10	1
146,25	10,58 ± 0,30	94,2 ± 2,7	70 ± 7	16,8 ± 1,0	12 ± 2	50 ± 7	1
147,44	1,20 ± 0,60	10,6 ± 5,3	1 000	9,3	956		0
148,21	0,70 ± 0,10	6,1 ± 0,9	150	4,2	102	47	
149,42	2,62 ± 0,12	22,8 ± 1,1	120 ± 20	9,5 ± 1,8	50 ± 13	67 ± 21	
157.08	17,2 ± 0,4	142,5 ± 3,3	670 ± 50	114 ± 5	537 ± 50		0
160,8	0,2	1,7					
161,96	0,21 ± 0,07	1,7 ± 0,6	150				
164,54	42 ± 3	332 ± 22	79 ± 10	34 ± 2	8 ± 2	43 ± 8	1
167,10	8,75 ± 0,40	68,2 ± 3,1	112 ± 8	42,2 ± 2,5	69 ± 7	37 ± 6	1
170,49	0,86 ± 0,02	6,6 ± 0,2	158 ± 60	5	120	38	
171,08	0,89 ± 0,30	6,8 ± 2,3	1 000	6	956		0
174,56	0,06						
175,98	3,14 ± 0,10	23,2 ± 0,8	73 ± 5	10 ± 2	31 ± 6	40 ± 8	
177,22	5,36 ± 0,18	39,4 ± 1,3	51 ± 6	5, ± 1,	6 ± 2	42 ± 6	1
178,90	1,83 ± 0,06	13,3 ± 0,5	58 ± 9	3,3 ± 0,8	14 ± 4	43 ± 7	1
183,64	2,29 ± 0,12	16,2 ± 0,8	72	6,4	28	42	
184,87	10 ± 2	70,4 ± 14,	2 200 ± 200	58 ± 12	1 800 ± 500		0
188,27	0,92 ± 0,07	6,4 ± 0,5	53 ± 10	1,1	9	43	
190,64	2,51 ± 0,09	17,1 ± 0,6	67 ± 9	3,4	13	49 ± 11	
195,36	30,0 ± 1,2	200 ± 8	447 ± 40	150 ± 9	335 ± 40	52 ± 12	0
196,69	7,04 ± 0,42	46,6 ± 2,8	112 ± 18	22,5 ± 2,3	54 ± 12	53 ± 11	1
199,39	14,49 ± 0,75	94,6 ± 4,8	133 ± 13	57 ± 3	80 ± 10	43 ± 8	1
203,46	6	38,4		14			
203,93	26,6 ± 1,0	169,7 ± 6,4	430	145 ± 22	366		0
207,37	10,5 ± 0,4	65,9 ± 2,5	57 ± 5	6,8 ± 1,1	6 ± 2	44 ± 5	1
211,09	1,4	8,6	800	8	745		0
212,02	1,2	7,4	1 500	7,2	1 456		0
213,28	0,7	4,3	200 ± 60	3,5	163		
216,53	9,40 ± 0,40	56,5 ± 2,3	67 ± 7	9,3 ± 2,8	11 ± 4	50 ± 8	1
219,49	5,36 ± 0,27	31,8 ± 1,6	70 ± 10	11,9 ± 3,6	26 ± 6	41 ± 13	1
220,22	11,14 ± 0,50	65,8 ± 1,5	52 ± 8	13,9 ± 4,2	11 ± 3	34 ± 6	1
223,16	5,12 ± 0,15	29,8 ± 0,9	59 ± 6	4,3	9	47	1
224,89	2,56 ± 0,15	14,8 ± 0,9	85 ± 17	4,4	25	58	
227,77	17 ± 3	97 ± 15	9 000	75 ± 18	8 024		0
227,89	2,54 ± 0,15	14,5 ± 0,9	67 ± 10	7 ± 2	32 ± 10	33 ± 12	1
231,40	17,8 ± 1,0	100 ± 6	54 ± 8	9,2 ± 1,8	5 ± 2	37 ± 8	1
232,63	0,66 ± 0,15	3,7 ± 0,2	130	2			
234,32	15,35 ± 0,60	85,2 ± 3,3	74 ± 9	16,8 ± 2,0	15 ± 3	49 ± 6	1
239,04	8,15 ± 0,40	44,4 ± 2,2	73 ± 8	9,9 ± 1,4	16 ± 4	51 ± 8	1
240,60	0,05	0,27					
242,88	9,92 ± 0,45	53,2 ± 2,6	97 ± 6	31 ± 2	56 ± 6	34 ± 7	1
247,50	1,39 ± 0,20	7,3 ± 1,2	312 ± 60	5,3 ± 1,3	227		
248,86	22,13 ± 0,72	115,7 ± 3,7	62 ± 6	9,7 ± 1,2	5 ± 1	42 ± 6	1
251,23	41,2 ± 1,2	213,4 ± 6,3	83 ± 5	31,1 ± 2,5	12 ± 2	43 ± 7	1
254,58	4,2 ± 0,3	21,5 ± 1,5	55 ± 5	9,6 ± 1,5	25 ± 4	27 ± 10	1
256,11	9,5 ± 0,5	48,2 ± 2,5	91 ± 16	16,8 ± 2,2	32 ± 7	53 ± 12	1
259,00	0,4 ± 0,1	2,0 ± 0,5					
262,37	50 ± 4	248 ± 20	6 300	233 ± 24	6 148		0
262,74	3,64 ± 0,45	18,0 ± 2,3	60 ± 10	3,1	10	46	
264,23	0,25	1,2					
269,11	2,1 ± 0,5	10,1 ± 2,5	140	6 ± 2	83		
269,54	5,8 ± 0,6	28,0 ± 2,7	72 ± 20	11 ± 2	26 ± 10	40 ± 17	1
272,62	41,8 ± 1,5	199,3 ± 7,2	92 ± 10	68,4 ± 3,5	31 ± 12	33 ± 6	1
274,80	14,0 ± 2,0	66,2 ± 9,4	800	60, ± 20	730		0
275,57	35,1 ± 1,5	165,8 ± 7,2	150 ± 30	80, ± 13	72 ± 20	54 ± 20	1
277,23	9	42	5 300	42	5 260		0

Tableau III.1 (suite)

PARAMETRES DES RESONANCES DE ^{239}Pu

E (eV)	$2g\Gamma_n$ (meV)	$\sigma_o\Gamma$ (b. eV)	Γ (meV)	$\sigma_o\Gamma_f$ (b. eV)	Γ_f (meV)	Γ_γ (meV)	J
279,59	10,64 ± 0,33	49,3 ± 1,5	111 ± 8	25 ± 3	56 ± 8	34 ± 7	0
282,92	37,8 ± 2,7	174 ± 12	85 ± 6	22,2 ± 2,2	11 ± 2	49 ± 10	1
285,73	0,10	0,45					0
288,00	15	68	7 000	60	6 028		0
288,30	0,08	0,36					
292,33	5,82 ± 0,24	25,9 ± 1,1	115 ± 13	16,3 ± 2,1	72 ± 12	31 ± 10	0
296,46	4,89 ± 0,21	21,4 ± 0,9	81 ± 12	8	30	48 ± 11	1
298,59	15,80 ± 0,60	68,8 ± 2,6	74 ± 7	19 ± 4	20 ± 5	43 ± 7	1
301,81	27,3 ± 1,0	117,6 ± 4,4	108 ± 6	52 ± 7	48 ± 10	42 ± 9	1
308,20	4,40 ± 0,27	18,9 ± 1,2	150 ± 30	12,2 ± 3,6	98 ± 45	48	
309,01	21,10 ± 0,72	88,8 ± 3,1	85 ± 12	25,4 ± 2,6	24 ± 5	47 ± 8	1
311,12	0,73 ± 0,18	3,1 ± 0,8		1,6			
313,62	20,40 ± 0,72	85 ± 3	62 ± 6	13,0 ± 1,3	10 ± 3	38 ± 5	1
316,66	7,75 ± 0,30	31,8 ± 0,9	73 ± 10	10,8 ± 1,6	25 ± 5	43 ± 9	1
321,75	0,20	0,9					
323,36	30,2 ± 0,9	121,4 ± 3,6	160 ± 20	35,5 ± 5,3	47 ± 9	53 ± 8	0
325,30	12,8 ± 0,5	51,2 ± 2,1	105 ± 9	22,6 ± 3,2	46 ± 12	50 ± 10	1
329,65	5,6	22	2 000	20	1 947		0
333,91	6,24 ± 0,30	32,1 ± 1,2	67 ± 7	4,7	10	52 ± 9	1
335,93	26,60 ± 0,72	102,9 ± 2,7	83 ± 6	22,1 ± 3,3	18 ± 4	47 ± 6	1
337,95	12,09 ± 0,42	46,5 ± 1,6	74 ± 7	7,2 ± 2,2	11 ± 4	55 ± 8	1
339,24	4,92 ± 0,21	18,9 ± 0,8	81 ± 12	7,8 ± 2,3	33 ± 12	37 ± 12	0
343,18	23,69 ± 0,78	89,7 ± 3,0	75 ± 6	22,2 ± 2,2	18 ± 3	41 ± 5	1
346,56	5,2 ± 0,6	19,5 ± 2,3	1 200	18,0 ± 3,6	1 148		0
350,30	32,25 ± 0,90	119,7 ± 3,4	97 ± 6	44, ± 3	35 ± 4	41 ± 5	1
352,82	5,84 ± 0,24	21,5 ± 0,9	69 ± 13	5,2 ± 1,0	17 ± 5	47 ± 10	1
354,89	0,60 ± 0,10	2,2 ± 0,4		1			
357,87	4,5	16	6 000		5 949		0
359,99	1,66 ± 0,18	6,0 ± 0,7	114 ± 20	4,2	80	32	
361,28	0,33 ± 0,10	1,2 ± 0,4					
366,00	5,4	20	5 000	20	4 947		0
368,33	0,6 ± 0,2	2,1 ± 0,7		1,6			
370,31	3,90 ± 0,24	13,7 ± 0,8	105 ± 20	3	23		
371,72	11,5 ± 1,4	41 ± 5	3 400	41 ± 5	3 335		0
375,02	4,0 ± 0,3	13,9 ± 1,1	43 ± 12	2	6	29 ± 10	0
377,10	2,98 ± 0,30	10,3 ± 1,1	100 ± 20	4 ± 1	39 ± 16	58	
378,04	1,88 ± 0,30	6,5 ± 1,	223 ± 60				
382,43	0,63 ± 0,15	2,1 ± 0,5	130	1,4	87	42	
384,26	8,55 ± 0,50	28,9 ± 1,7	109 ± 30	20 ± 3	75 ± 25	28 ± 17	1
385,90	1,4	4,3	1 000	4,3	955		0
389,51	2,09 ± 0,18	7,0 ± 0,6	74 ± 14	2	21	51	
391,52	1,89 ± 0,18	6,3 ± 0,6	142 ± 28	3	68		
394,33	9,78 ± 0,33	32,2 ± 1,0	106 ± 13	16,0 ± 2,4	52 ± 10	48 ± 12	1
396,91	3,17 ± 0,21	10,4 ± 0,7	108 ± 20	5,9 ± 1,2	61 ± 20	44	
401,56	29,1 ± 1,2	94,2 ± 3,8	220 ± 20	66 ± 7	154 ± 25	46 ± 18	1
404,24	34,8 ± 1,3	111,9 ± 4,1	155 ± 25	55 ± 6	76 ± 15	56 ± 14	1
406,03	2,73 ± 0,60	8,7 ± 1,9	320	1,5			
406,95	1,46 ± 0,60	4,7 ± 1,9	330	4,3	302	27	
408,71	1,94 ± 0,30	6,2 ± 0,9	150	2,4	58		
412,31	13,41 ± 0,63	42,3 ± 2,0	145 ± 15	20,4 ± 3,1	70 ± 13	66 ± 17	1
415,66	4,89 ± 0,36	15,3 ± 1,2	152 ± 30	1,8	18		
417,60	2,40 ± 0,36	7,5 ± 1,1	267 ± 64	5	178	59 ± 22	
419,85	9,11 ± 0,45	28,2 ± 1,4	139 ± 25	15 ± 3	74 ± 20		
425,67	0,40	1,2					1
426,37	14,8	45	7 000	45	6 913		0
429,64	5,66 ± 0,81	17,1 ± 2,4	780	15	727		0
431,29	7,3	22	3 500	20	3 443		0
432,73	1,54 ± 0,30	4,6 ± 0,9					
437,76	4,04 ± 0,30	12,0 ± 0,9	62 ± 15	2,	10	49 ± 15	1
439,72	4,36 ± 0,30	12,9 ± 0,9	61 ± 15	0,6	3	55	1
440,07	0,42 ± 0,15	1,2 ± 0,4					
442,41	10,5 ± 0,5	30,9 ± 1,5	422 ± 50	24,7 ± 4	337 ± 70		0

Tableau III-1

(suite)

E (eV)	$2g\Gamma_n$ (meV)	$\sigma_o\Gamma$ (b. eV)	$\sigma_o\Gamma_f$ (b. eV)	g	Γ_f (meV)
449,75	2,0 ± 0,3	5,8 ± 0,9	3,9	1/2	90
451,35	21,1 ± 1,4	60,8 ± 4,2	3,8	3/4	3,7
454,45	0,7	2,0			
455,73	39,7 ± 2,5	113,3 ± 7,5	91,0	1/4	495
457,33	11,1 ± 1,1	31,6 ± 3,2	21,8	1/2	118.
458,80	6,9 ± 0,6	19,6 ± 1,7	8,1	3/4	33.
461,26	3,5 ± 0,4	9,9 ± 1,2	5,3	1/2	52,4
462,64	0,8 ± 0,2	2,2 ± 0,6	1,4	1/2	86.
468,20	6,5	18,0		1/4	2045.
470.	15	41,5		1/4	5030.
473,10	6,2 ± 0,4	17,0 ± 1,1	3	3/4	10.
475,31	5,7	15,7	12,5	1/4	535.
476,90	2,7	7,4	7	1/4	1950.
479,24	0,2	0,5			
484,15	3,9 ± 0,4	10,4 ± 1,1	2,5	1/2	14,5
487,29	3,3	8,8	} 19,8		
487,81	5,2	15,4			
490,65	20 ± 3	53 ± 8		1/4	2220.
494,10	6,9 ± 0,4	18,2 ± 1,1	10,5	3/4	70.
495,63	1,2	3,1			
500,50	5,1 ± 1,3	13,2 ± 3,4	5,6	3/4	32.
502,86	17,8 ± 1,4	46,0 ± 3,6	17,3	3/4	32.
505,78	0,9	2,3			
508,22	0,7	1,8			
509,74	78,2 ± 4,0	199,4 ±10,4	127,4	3/4	167.
511,52	12,9	32,8		1/4	3300.
515,16	1	2,5			
516,57	0,3	0,8			
517,98	0,7	1,8			
520,22	22,4 ± 1,8	56,0 ± 4,5	24	3/4	43.
524,21	45,9 ± 4,8	113,6 ±11,9	25	3/4	20.
525,40	121	299		1/4	10500.
526,00	1,5	3,7	2	1/2	51.
527,38	1,5	3,7	≈1	1/2	≈16
530,52	63,8 ± 5,1	156,3 ±12,8	48	1/4	75.
539,17	17,1 ± 3,0	41,2 ± 7,2	1,8	3/4	2,4
540,71	4	9,6	} 14		
541,55	8	19			
543,08	17,6 ± 3,0	41,0 ± 7,2	3,5	3/4	5.
545,85	17,5 ± 2,5	41,7 ± 6,0	34	1/4	1120.
547,14	1,8	4,3			
549,67	17,7 ± 1,5	41,9 ± 3,5	5	3/4	7.
553,50	17	39,9	≈2		≈3
554,13	52,2	122,5		1/4	1140.
555,72	4,9	11,5	10,5		
559,16	40,8 ± 2,4	94,9 ± 6,7	22	3/4	21.
562,84	53,6 ± 4,0	123,8 ± 9,3	81		
564,03	9,8 ± 1,6	22,6 ± 3,7	1		≈2
565,81	14,2 ± 1,2	32,6 ± 2,7	2,9	1/2	5.
571,11	12,9 ± 0,9	29,4 ± 2,1	11,5	3/4	33.
574,00	79,5 ± 6,0	180,0 ±13,6	94	1/4	220.
575,77	59,7 ± 5,6	134,8 ±12,6	12	3/4	8.
578,00	2,5	5,6	2,5	1/2	36.
579,04	10,3 ± 0,9	23,1 ± 2,1	2,8	3/4	7.
584.81	0,7	1,6			
588,09	16,9 ± 1,2	37,4 ± 2,6	6	3/4	10.
589,94	0,5	1,1			
593,52	3,2 ± 0,5	7,0 ± 1,2	0,6	1/2	4.
597,35	12,9 ± 1,5	27,0 ± 1,7	2,6	3/4	5.
598,04	21,6 ± 4,0	47,0 ± 8,2	44	1/4	5915.
604,01	37,6 ± 3,3	80,9 ± 6,8	4	3/4	3,5
607,64	14,6 ± 1,2	31,2 ± 2,5	4,2	3/4	7,7
609,29	23,6 ± 2,4	50,4 ± 5,1	5,2	3/4	6,6
612,82	8,8 ± 0,8	18,7 ± 1,8	4,	1/2	14
620,24	17,8 ± 1,5	37,3 ± 3,2	3,4	3/4	5,4
622,39	14,7 ± 1,2	30,7 ± 2,6	4,9	3/4	9,8
625,17	11,8 ± 1,2	24,5 ± 2,6	3,2	3/4	7,5
628,21	2,2 ± 0,7	4,6 ± 1,5	0,8	1/2	9
632,97	34 ± 4	69,8 ± 8,2	68	1/4	3800
636,47	8,0 ± 1,2	16,3 ± 2,5	4	1/2	16
639,28	13,9 ± 1,5	28,3 ± 3,1	2,8	3/4	6
641,42	0,7	1,4			
644,94	8,8 ± 1,2	17,7 ± 2,4	1	3/4	3
646,65	1,5	3			
658,29	122 ±13	253 ±25	33,2	3/4	19

Tableau III-3

Energie en eV	Γ_f meV	$\Gamma_\gamma(1)$ meV	$\Gamma_\gamma(0)$ meV	J
15,46	656			0
49,71	746			0
57,44	445			0
58,84	1047			0
60,94	6736			0
65,71		51 ± 8	24 ± 4	1
81,76	1996			0
83,52	1706			0
85,32	2002			0
90,75		39 ± 6	14 ± 3	1
96,49	1645			0
100,25	5947			0
106,47		40 ± 4	21 ± 2	1
114,44	1456			0
118,83		42 ± 5	7 ± 1	1
131,75	3722			0
147,44	956			0
157,08	537			0
164,54		42 ± 8	- 13	1
167,10		32 ± 6	20 ± 4	1
171,08	956			0
184,87	1800			0
195,36		92 ± 21	52 ± 12	0
199,39		33 ± 8	14 ± 4	1
207,37		44 ± 5	30 ± 3	1
211,09	745			0
212,02	1456			0
220,22		34 ± 6	19 ± 3	1
227,77	8024			0
231,40		37 ± 8	13 ± 3	1
242,88		34 ± 7	21 ± 4	1
248,86		42 ± 6	13 ± 2	1
251,23		43 ± 7	-11 ± 2	1
262,37	6148			0
272,62		33 ± 6	-23 ± 4	1
274,80	730			0

Tableau III-3 (suite)

Energie en eV	Γ_f meV	Γ_γ (1) meV	$\Gamma_\gamma(0)$ meV	J
275,57		54 ± 20	8 ± 3	1
277,23	5260			0
282,92		49 ± 10	-2 ± 4	1
288,00	6028			0
298,59		43 ± 7	22 ± 4	
301,81		42 ± 9	5 ± 2	1
309,01		47 ± 8	19 ± 3	1
313,62		38 ± 5	11 ± 2	1
323,36		93 ± 14	53 ± 8	0
329,65	1947			0
335,93		47 ± 6	8 ± 1	1
343,18		41 ± 5	10 ± 2	1
346,56	1148			0
350,30		41 ± 5	-3 ± 1	1
357,87	5949			0
366,00	4947			0
371,72	3335			0
384,26		28 ± 17	17 ± 10	1
385,90	955			0
401,56		46 ± 18	-32 ± 12	1
404,24		56 ± 14	9 ± 2	1
426,37	6913			0
429,64	780			0
431,29	3443			0
455,73	495			0
468,20	2045			0
470,00	5030			0
475,31	535			0
476,90	1950			0
490,65	2220			0
511,52	3300			0
525,40	10500			0
545,85	1120			0
554,13	1140			0
598,04	5915			0
632,97	3800			0

Tableau III-4

Tableau comparatif des attributions des spins de ^{239}Pu

Energie en eV	J. Trochon	M. Asghar	G.S. Sauter et al.	J.S. Fraser et al.	G.A. Cowan et al.	ce travail
7,83			1	1		
10,93			1			
11,89			1	1		
14,31			1			
14,68	1	1	1	0		
15,46			0			0
17,66	1	1	1	1	1	
22,29	1	1	1	0	1	
26,24		1			1	
32,31			0			
35,50			1			
41,42	1	1	1	1	1	
44,48	1	1	1	0	1	
47,60	0	0	0		1	
49,71					0	0
50,08	1	1			1	
52,60	1	1	1		1	
55,63	1	(0)				
57,44					0	0
58,84						0
59,22	1	0			1	
60,94						0
65,71	1	1			1	1
74,05	1	1				
74,95	1	1	1		1	1
81,76						0
83,52						0
85,32						0
85,48	1	0				
90,75	1	1				1
95,36	1	0				
96,49						0
100,25						0
102,99	1	0				
105,30	1	1				
106,67	1	1				1
114,44						0
116,03	0	0				
118,83	1	1				1
120,99	0					
126,20	(0)					
131,75		0				0
133,78	1					
136,75	0	0				
142,92	1					
143,47	1					
146,25	1	1				
147,44						0
157,08	0	0				0
164,54	1	1				1
167,10	1	1				1
171,08						0

Tableau III-4 (Suite)

Energie en eV	J. Trochon	M. Asghar	ce travail	Energie en eV	J. Trochon	ce travail
177,22	1	1		384,26	1	
178,90	(1)			385,90		0
184,87			0	394,43	1	
195,36	0	0	0	401,56	1	1
196,69	1	1		404,24	1	1
199,39	1	1	1	412,31	1	
203,93	0	0		419,85	1	
207,37	1	1	1	426,37		0
211,09			0	429,64		0
212,02			0	431,39		0
216,83	1	(1)		437,76	(1)	
219,49	1			438,72	1	
220,22	1		1	442,41	0	
223,16	1			451,35	1	
227,77			0	455,73	0	
227,89	(1)			458,80	1	
231,40	1	1	1	468,20		0
234,32	1	0		470,00		0
239,04	1	1		473,10	1	0
242,88	1	0	1	475,31		
248,86	1	1	1	476,90		0
251,23	1	1	1	490,65		0
254,58	(1)			494,15	1	
256,11	1	1		500,50	(1)	
262,37			0	502,86	1	
269,54	1			509,74	1	1
272,62	1	1	1	511,52		0
274,80			0	520,22	(1)	
275,57	1	1	1	524,21	1	1
277,23			0	525,40		0
279,59	0	0		530,52	0	
282,92	1	1	1	539,17	1	
288,00			0	543,08	1	1
292,33	0			545,85		0
296,46	(1)			549,67	1	1
298,59	1	1	1	554,13		0
301,81	1	(1)	1	559,16	1	
309,01	1		1	571,11	(1)	1
313,62	1		1	574,00	(0)	0
316,66	1			575,77	1	1
323,36	(0)		0	579,04	1	
325,30	1			588,09	(1)	
329,65			0	597,35	1	
333,91	1			598,04		0
335,93	1		1	604,01	1	1
337,95	1			607,64	1	
339,24	0			609,29	1	
343,18	1		1	620,24	1	
346,86			0	622,39	1	
350,30	1		1	625,17	(1)	
352,82	(1)			632,97		0
357,87			0	639,28	1	
366,00			0	644,94	(1)	
371,72			0	658,29	1	
375,02	0					

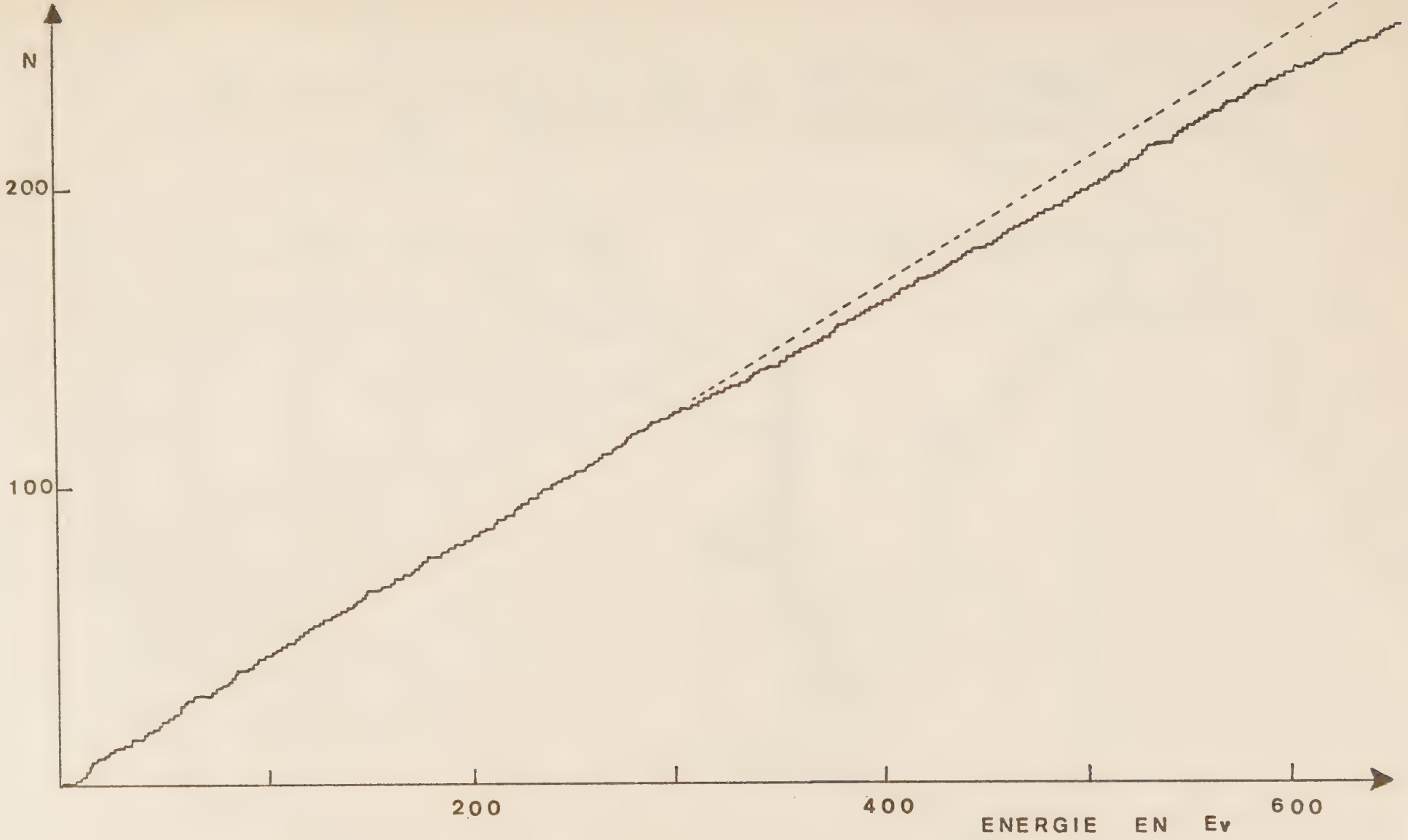


Fig.III.1 - Nombre de niveaux en fonction de l'énergie.
La partie linéaire de 0 à 300 eV correspond à la densité de niveaux D = 2,39 eV.

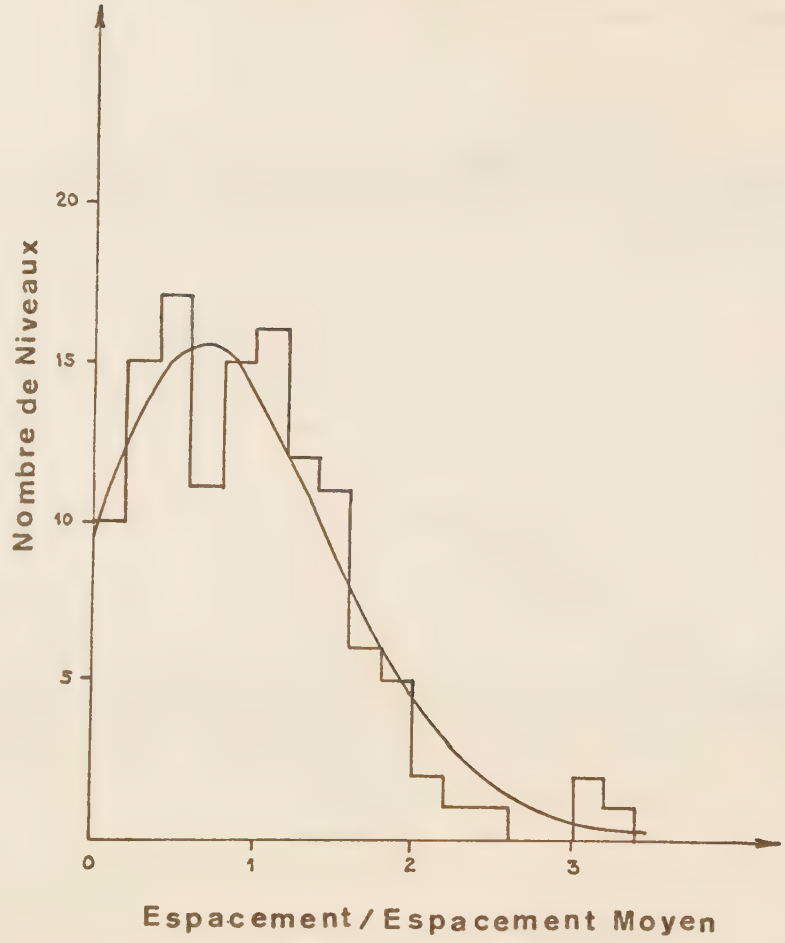


Fig.III.2

Distribution des espacements des niveaux de 0 à 300 eV.
La courbe en trait plein représente la loi de Wigner.

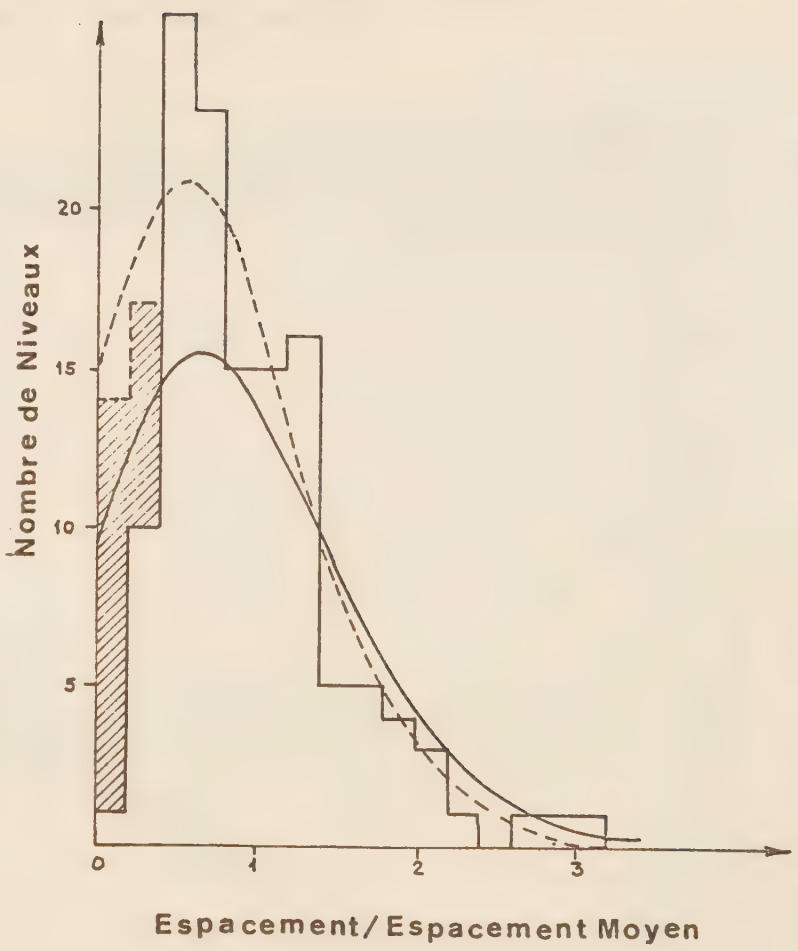


Fig.III.3

Distribution des espacements de 300 à 660 eV.
La courbe en pointillés représente la loi de Wigner
avec 16% de petits espacements supplémentaires.

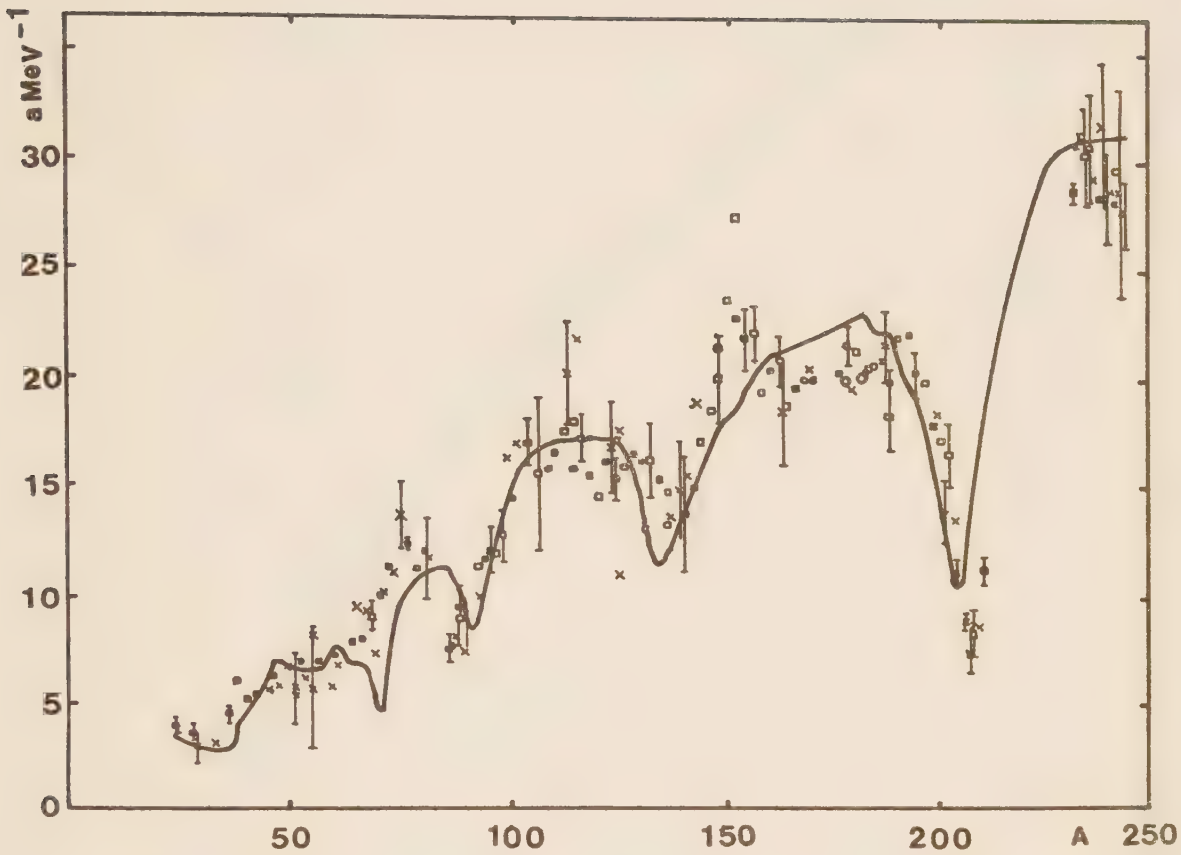


Fig.III.4

Variation du paramètre a en fonction du nombre de masse d'après Malychev.

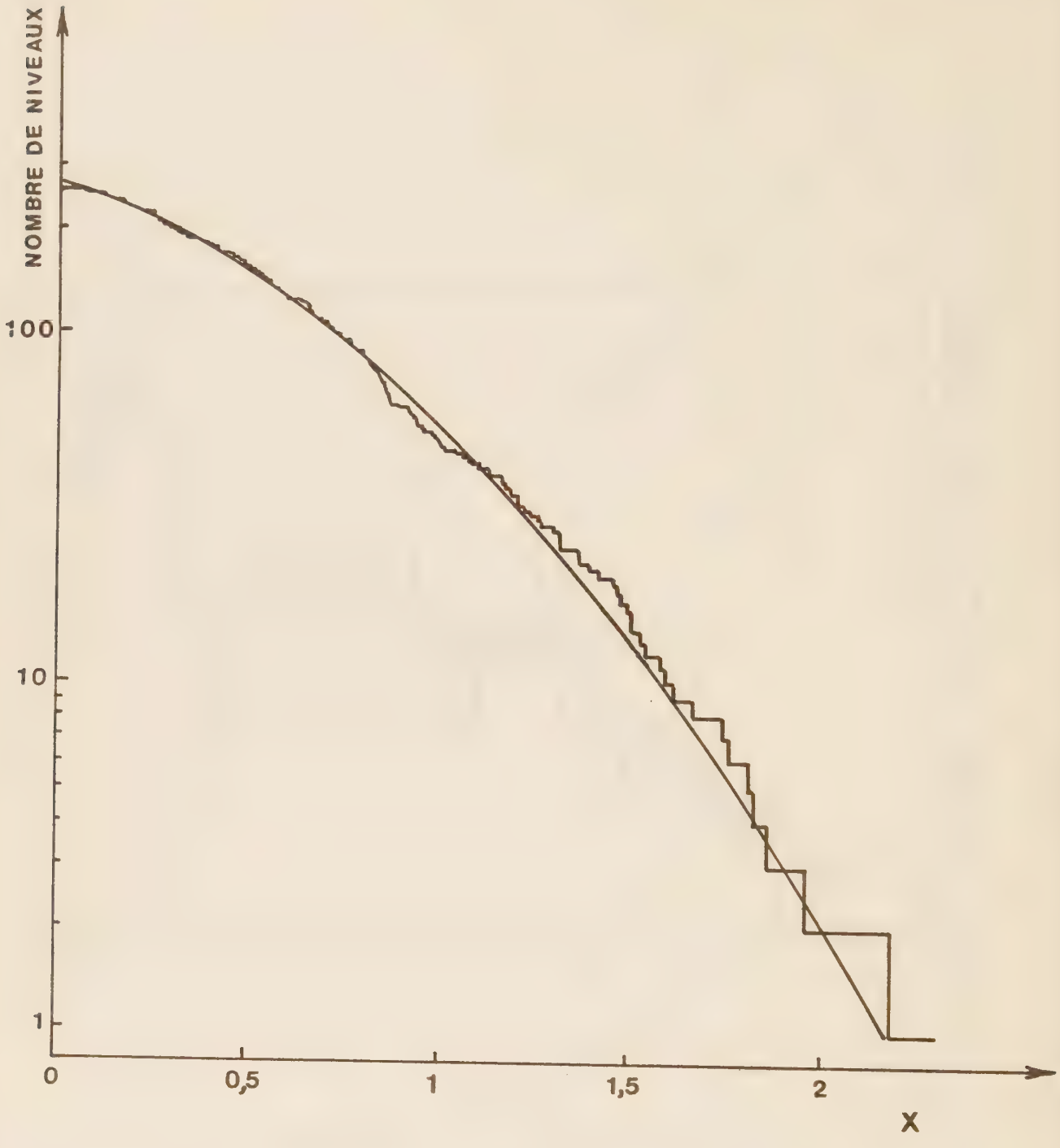


Fig.III.5

Distribution intégrale des largeurs neutroniques réduites pour les résonances de 0 à 660 eV. Les valeurs portées en abscisse sont égales à $(2g\Gamma^{\circ}_{n}\ meV)^{1/2}$. La courbe théorique correspond à la loi de Porter et Thomas avec 5 % de petites valeurs supplémentaires.

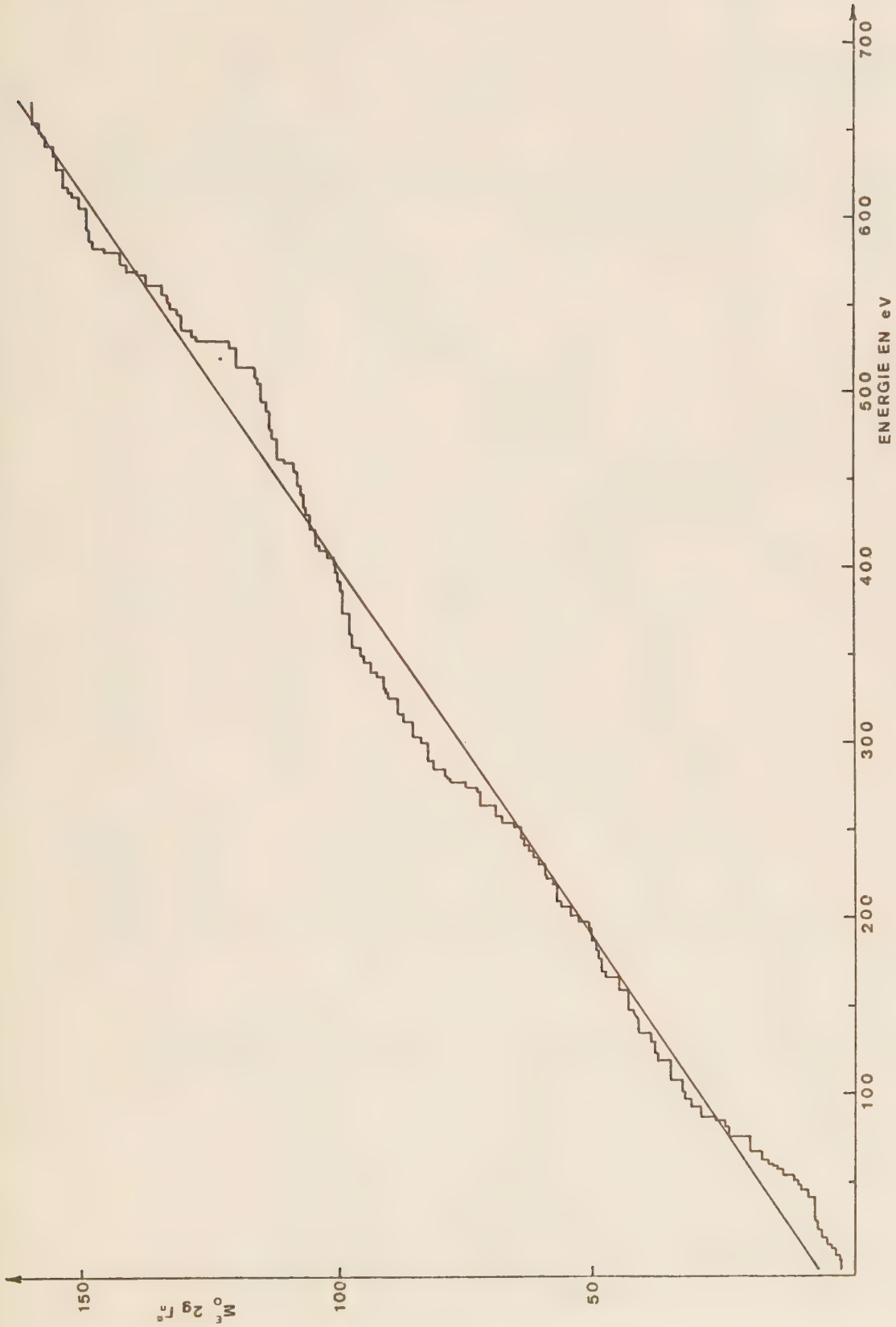


Fig. III.6 - Histogramme cumulé des valeurs de $2g\Gamma_n^0$ de O à 660 eV. La fonction densité déterminée à partir de la pente de la droite est égale à $S_o = 1,20 \times 10^{-4}$.

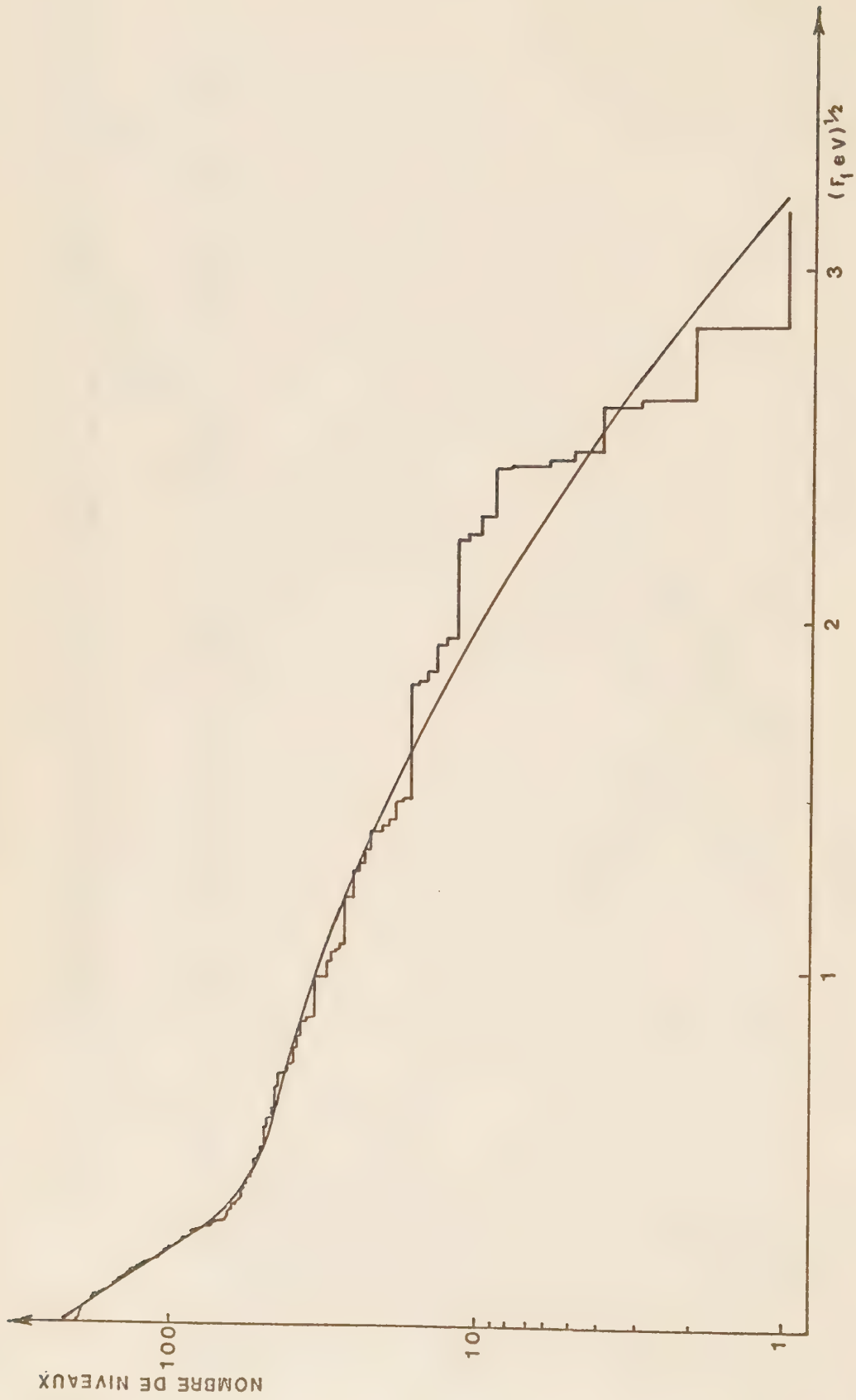


Fig. III.7 - Distribution intégrale des 212 largeurs de fission. La courbe théorique est une somme de deux lois en χ^2 correspondant aux paramètres suivants (après correction de $\Gamma_{\gamma f}$) :

$\langle \Gamma_f \rangle$ = 34,3 meV et ν_{ap} = 1

$\langle \Gamma \rangle$ = 2219 meV et ν_{ap} = 1,47

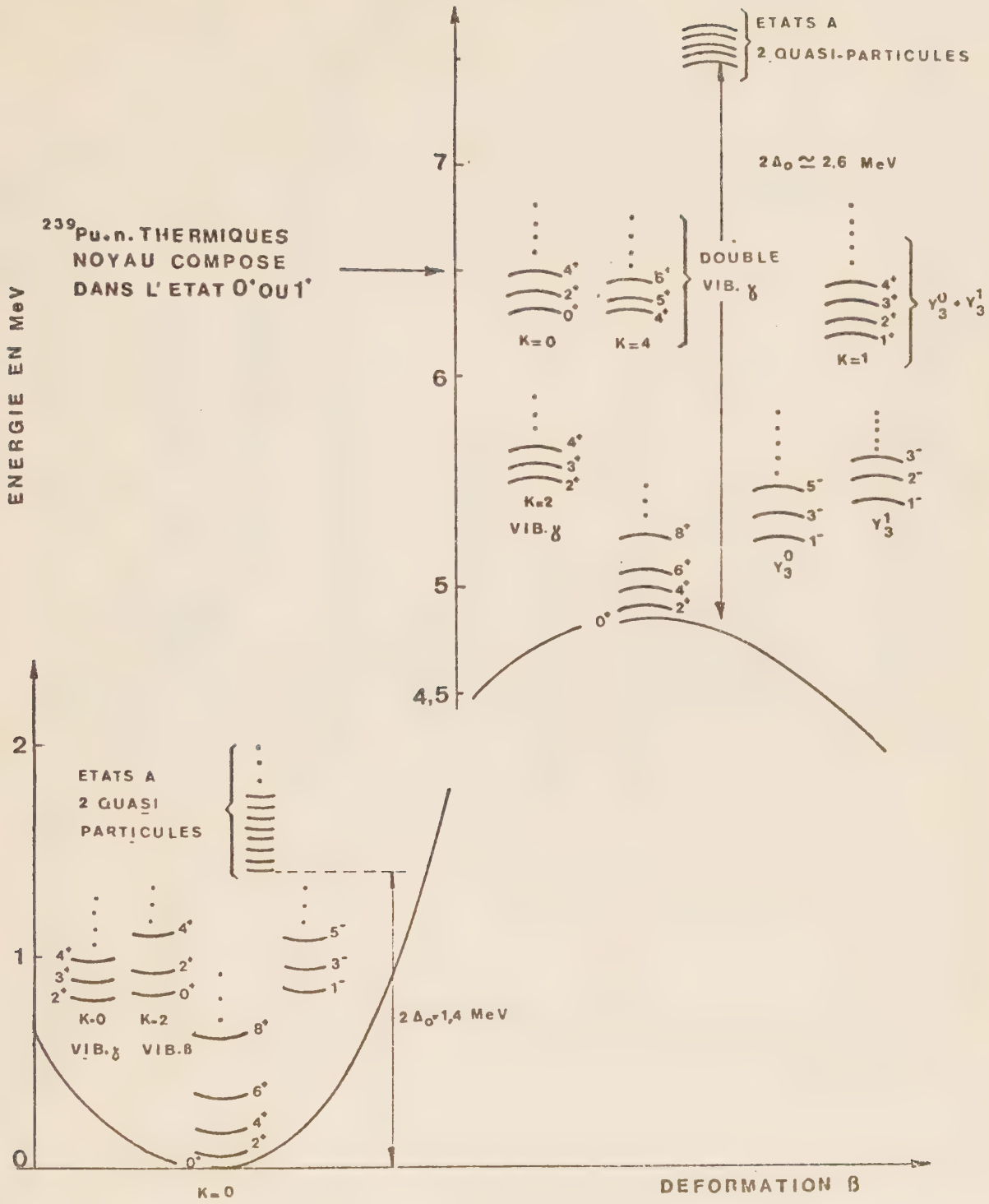


Fig. III.8

Schéma des niveaux excités d'un noyau pair-pair et des états de transition au point seuil d'après J.J. Griffin (barrière de fission simple).

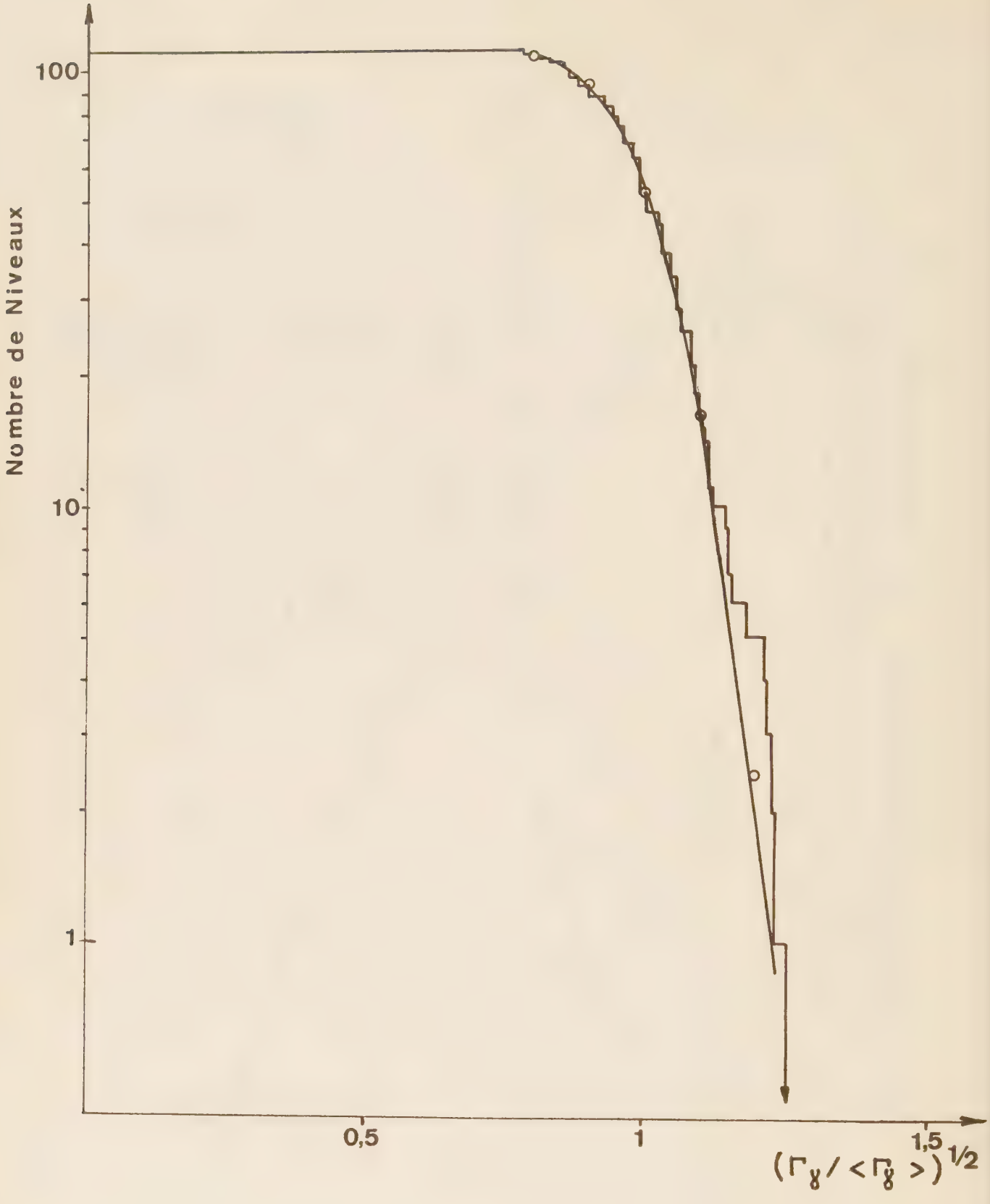


Fig.III.9

Distribution intégrale des largeurs de capture radiative.
La courbe théorique correspond à une distribution en χ^2
à cinquante degrés de liberté

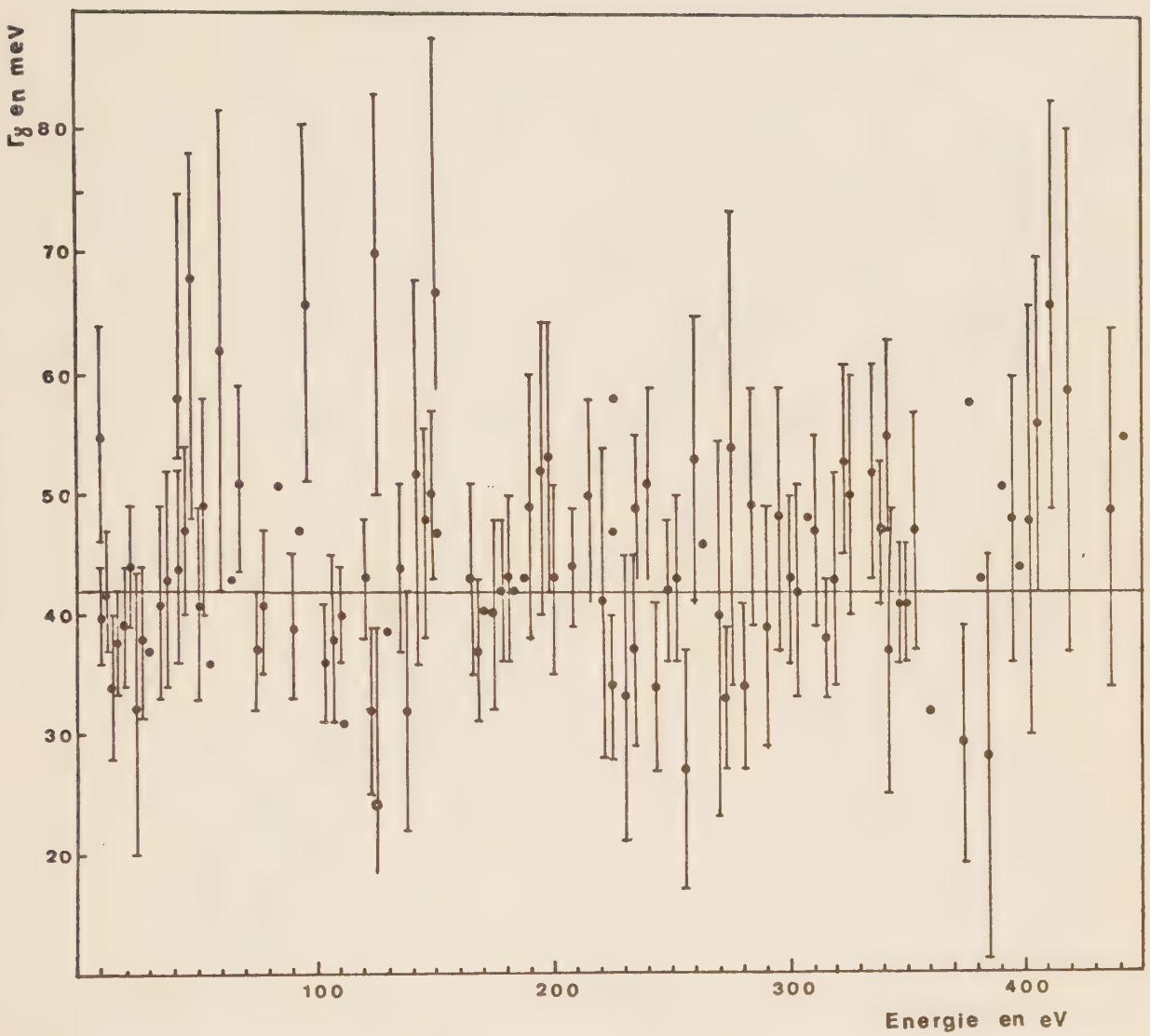


Fig.III.10

Variations des largeurs de capture radiative
en fonction de l'énergie des résonances.

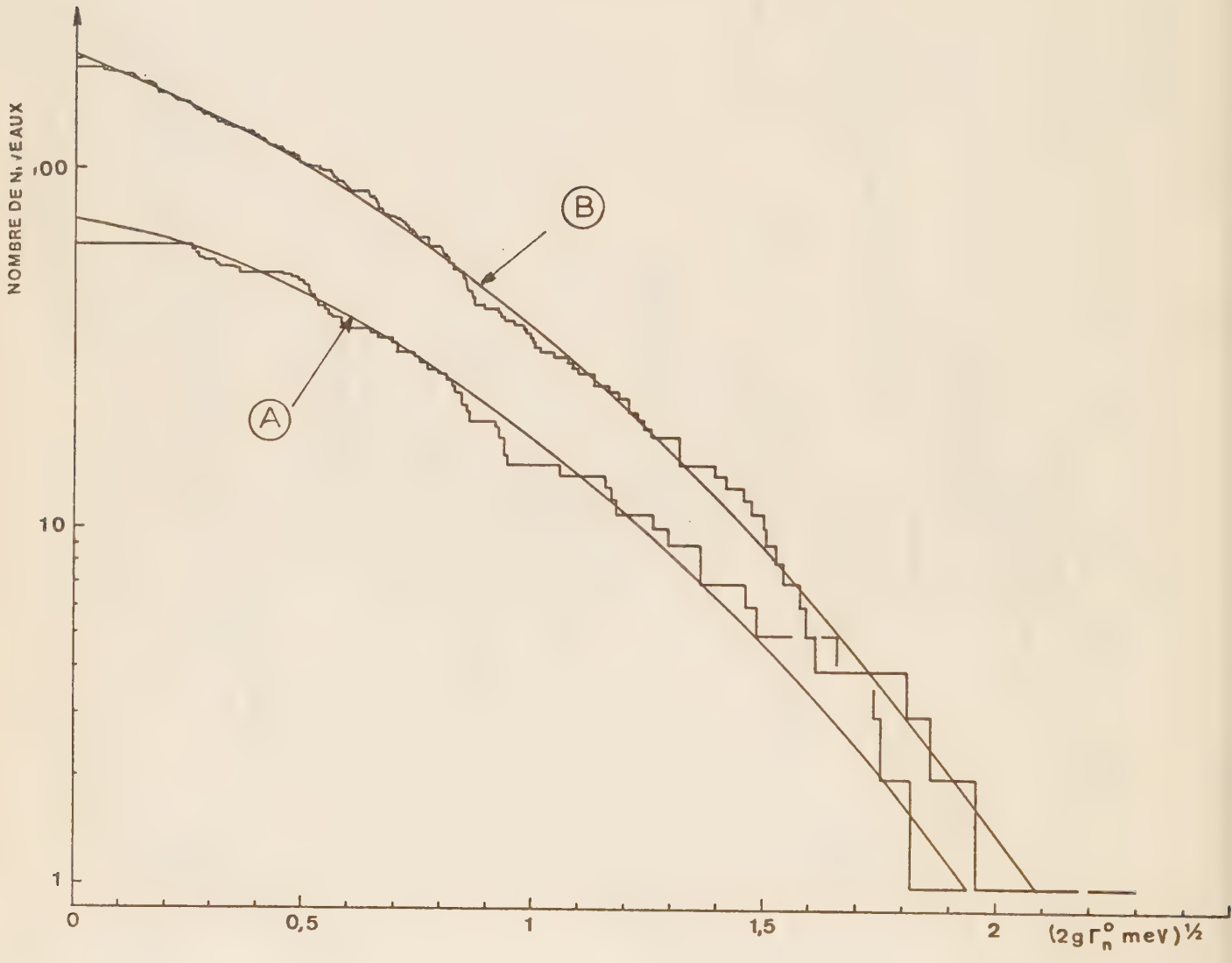


Fig. III.11

Distribution des largeurs neutroniques réduites
pour les deux familles de résonances.

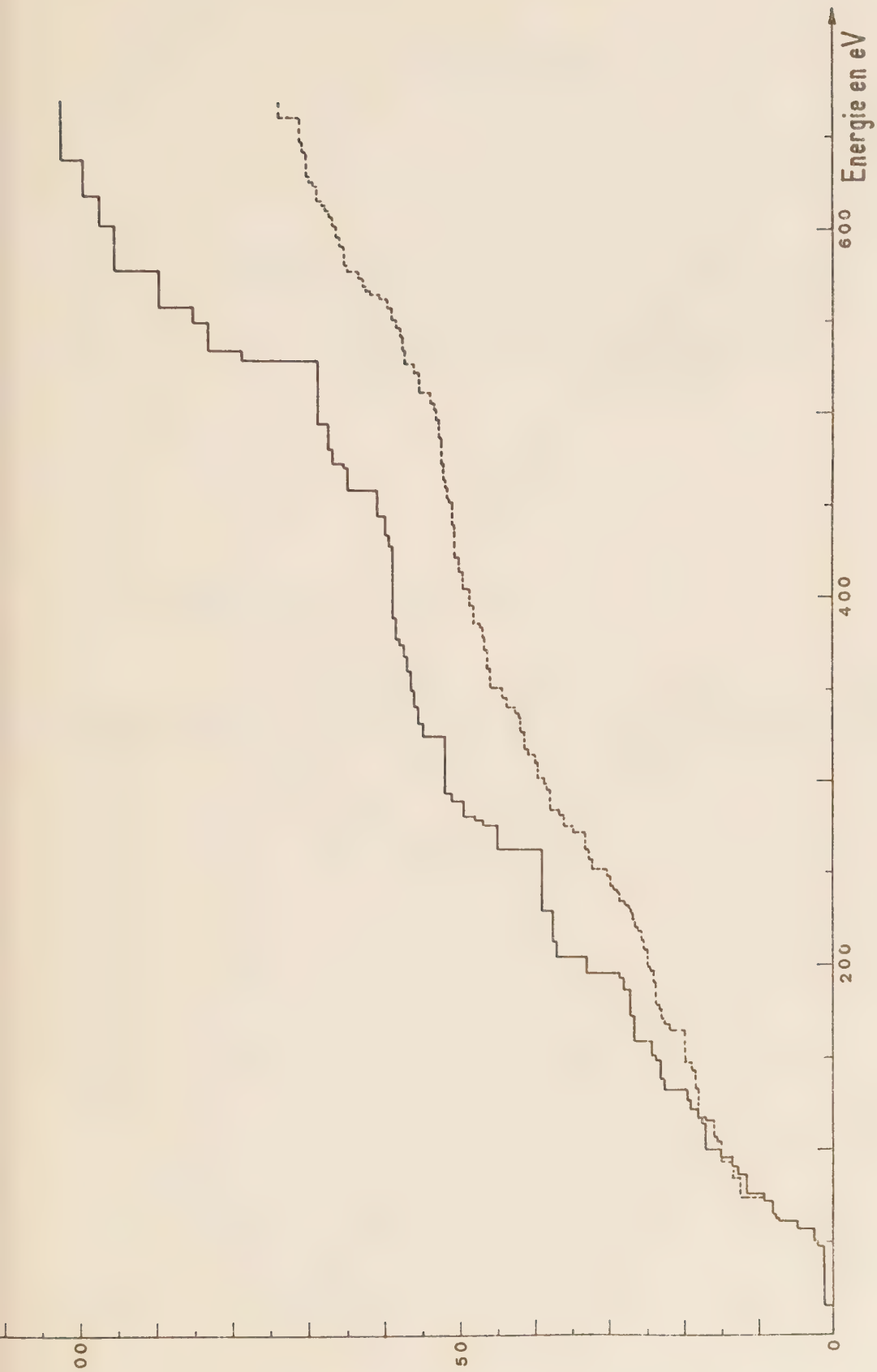
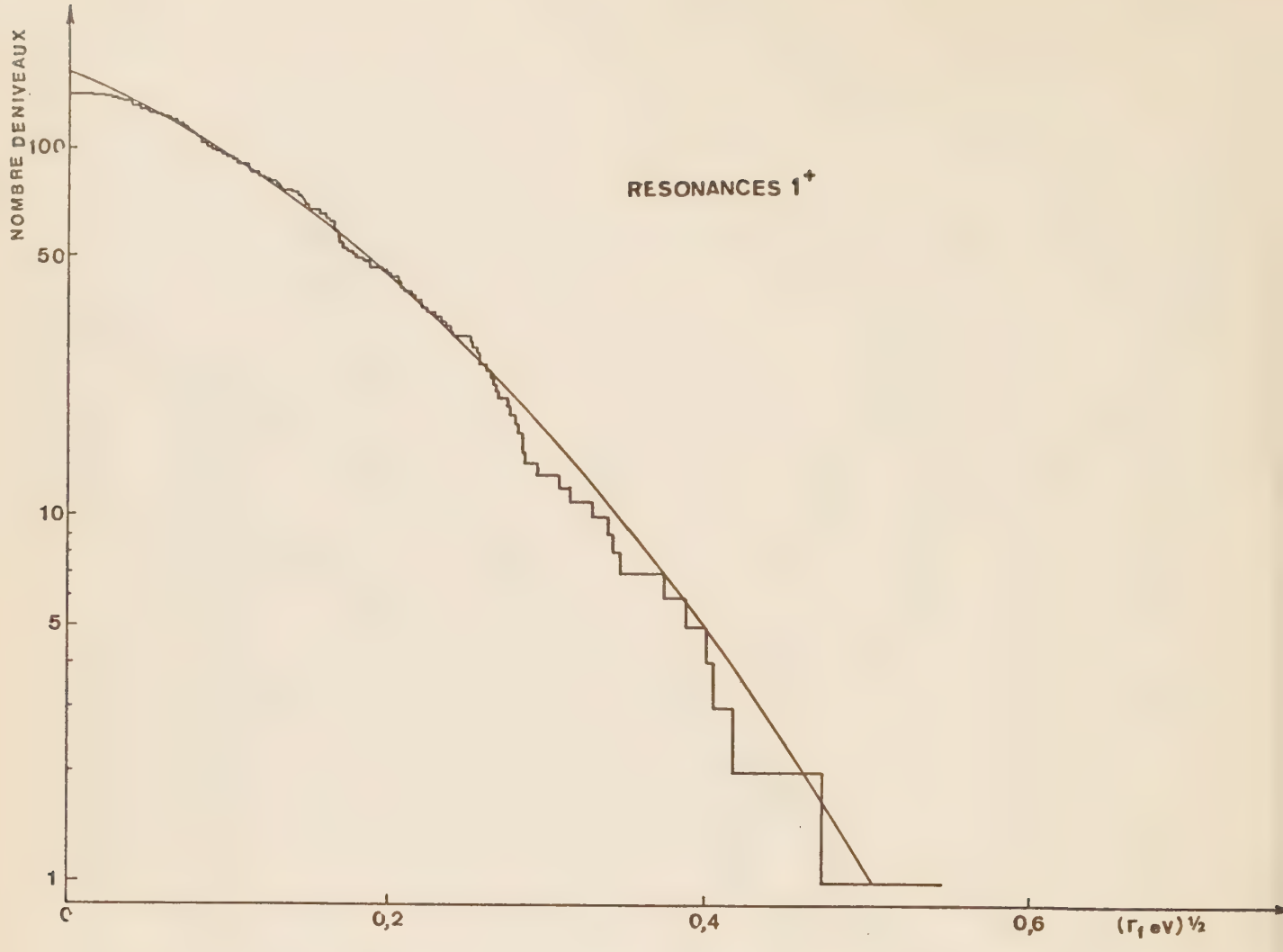
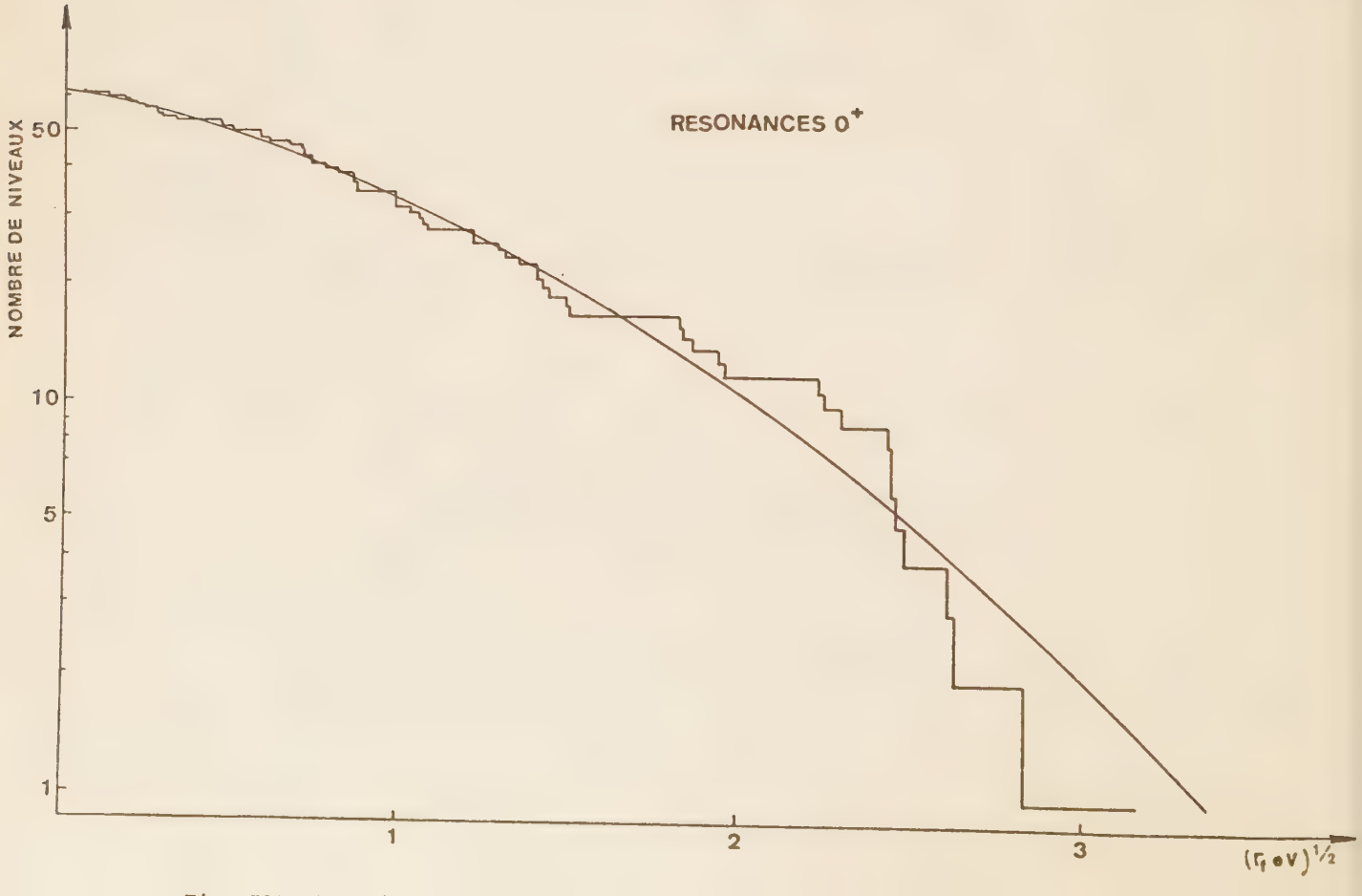


Fig. III.12 - Histogrammes cumulés des largeurs neutroniques réduites par état de spin : en trait plein, les résonances 0^+ et en pointillés, les résonances 1^+. Les fonctions densité déduites de la pente de ces histogrammes sont :

$S_0^{0^+} = 1{,}56 \times 10^{-4}$

$S_0^{1^+} = 1{,}13 \times 10^{-4}$


NOMBRE DE NIVEAUX
100
50
10
5
1
RESONANCES 1+
0
0,2
0,4
0,6
(Γ1 eV)½


NOMBRE DE NIVEAUX
50
10
5
1
RESONANCES 0+
1
2
3
(Γ1 eV)½

Chapitre IV

ANALYSE SIMULTANEE DE LA SECTION EFFICACE TOTALE ET DE LA SECTION EFFICACE DE FISSION PAR UN FORMALISME MULTINIVEAUX

IV.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous proposons une analyse plus précise faite simultanément sur la section efficace totale et la section efficace de fission en utilisant un formalisme multiniveaux. Nous insistons sur le fait qu'une telle analyse a été rendue possible, et souhaitable en ce qui concerne certains types de résonances, grâce aux résultats du chapitre précédent. Dans ce sens, le résultat le plus important est la classification des résonances en deux familles, correspondant aux deux états de spin 0^+ et 1^+ du noyau composé. L'analyse sera faite dans un domaine d'énergie plus restreint, mais suffisant pour préciser d'une façon définitive certaines caractéristiques de la fission du noyau ^{239}Pu par les neutrons "s". Avant de l'aborder, nous décrirons les programmes utilisés. Nous étudierons ensuite l'importance des interférences dans les noyaux fissiles en général, pour permettre de mieux situer le cas de ^{239}Pu dans l'ensemble des noyaux fissiles connus. Un dernier paragraphe sera consacré à la comparaison avec d'autres analyses multiniveaux, pour essayer d'expliquer les résultats disparates que l'on obtient en général dans ce domaine en ce qui concerne l'étude d'un même noyau.

IV.2 DESCRIPTION DU PROGRAMME UTILISE

Comme nous l'avons décrit dans le paragraphe I.3, trois méthodes peuvent être utilisées dans l'étude des sections efficaces des noyaux fissiles par un formalisme multiniveaux. La méthode de E. Vogt utilise les éléments de la matrice A dont on connaît l'inverse A^{-1} ; elle permet d'utiliser un nombre important de voies de sortie, mais par contre, est peu pratique si l'on veut tenir compte d'un nombre élevé de niveaux interférents. Dans la méthode de C.W. Reich et M.S. Moore, les matrices sont définies dans l'espace des voies de sortie, mais celles-ci sont limitées à la voie diffusion élastique et à un nombre peu élevé de voies de fission ouvertes ; la complexité du programme et le temps de calcul sont alors fonction du nombre de voies choisi. La méthode de D.B. Adler n'est pas justifiable ici, car elle ne permet pas d'atteindre directement les paramètres de résonances tels qu'ils sont définis dans la théorie de la matrice R. Dans l'étude des sections efficaces de ^{239}Pu, le nombre de voies de sortie de fission peut être limité à deux ; par contre, on devra tenir compte d'un nombre maximal de résonances larges de l'état 0^+ dont l'effet à longue distance est probablement important. La méthode de C.W. Reich et M.S. Moore est donc la plus indiquée. Nous allons donner une brève description du programme d'analyse que nous avons mis au point dans ce but.

Les éléments de la matrice de collision sont calculés à partir de la relation I.42. On suppose de plus que les conditions aux limites peuvent être choisies de telle façon que les éléments de la matrice $\mathcal{B}$ soient nuls [IV.1]. Dans ce cas, la relation peut se mettre sous la forme :

$$\Omega^{-1} U \Omega^{-1} = \left[1 - i\,\mathcal{P} R' \mathcal{P}\right]^{-1} \left[1 + i\,\mathcal{P} R'\,\mathcal{P}\right].$$

On considère uniquement deux voies de sortie pour la fission ; les matrices sont donc d'ordre 3. Dans ce qui va suivre, l'indice 1 correspond à la voie diffusion neutronique (neutrons "s"), les indices 2 et 3 aux deux voies de fission ouvertes. Les éléments diagonaux des matrices diagonales $\mathcal{P}$ et Ω sont désignés par $\mathcal{P}_k$ et Ω_k. Les éléments de la matrice R', symétrique, sont définis par :

$$R_{kk'} = \sum_{\lambda} \gamma_{\lambda k}\, \gamma_{\lambda k'} \Big/ \left(E_\lambda - E - \frac{i}{2}\, \Gamma_{\lambda\gamma}\right)$$

k et k' variant de 1 à 3.

La section efficace totale et la section efficace de fission relatives à l'état de spin J s'expriment en fonction des éléments U_{11}, U_{12} et U_{13} de la matrice U de la façon suivante :

$$\sigma_T^J = 2\pi\lambda^2 g^J \mathrm{Re}(1 - U_{11}^J) \quad ,$$

$$\sigma_f^J = \pi\lambda^2 g^J \left[|U_{12}^J|^2 + |U_{13}^J|^2 \right] .$$

Si on pose :

$$X = \left[1 - i\Omega R'\Omega \right]^{-1} ,$$

$$Y = 1 + i\Omega R'\Omega \quad ,$$

$$Z = XY \quad ,$$

on a :

$$U_{11} = e^{-2ikR} Z_{11} \quad ,$$

$$U_{12} = \Omega_1\Omega_2 Z_{12} \quad \text{et} \quad |U_{12}|^2 = |Z_{12}|^2 \quad ,$$

$$U_{13} = \Omega_1\Omega_3 Z_{13} \quad \text{et} \quad |U_{13}|^2 = |Z_{13}|^2 \quad .$$

Il suffira donc d'obtenir les éléments Z_{11}, Z_{12} et Z_{13} de la matrice Z ; pour cela, on calculera successivement :

a) les éléments de la matrice X^{-1} :

$$X^{-1}_{kk'} = \delta_{kk'} - i\Omega_k \Omega_{k'} R'_{kk'} \quad ;$$

b) les éléments de la première ligne de la matrice X :

$$X_{1j} = (-1)^{j+1} \frac{\Delta_j}{\Delta} \quad ;$$

Δ est le déterminant de X^{-1} ;

Δj sont les mineurs de X^{-1} relatifs à la première ligne.

c) les éléments de la matrice Y :

$$Y_{jk'} = \delta_{jk'} + i\mathcal{P}_j\mathcal{P}_{k'}R'_{jk'} ;$$

d) les éléments de la première ligne de Z :

$$Z_{1k'} = \sum_{j=1}^{j=3} X_{1j}Y_{jk'} = \sum_{j=1}^{j=3} (-1)^{j+1} \frac{\Delta_j}{\Delta} \left[\delta_{jk'} + i\mathcal{P}_j\mathcal{P}_{k'}R'_{jk'}\right] .$$

L'ordre des matrices et le nombre d'éléments finals étant limités à trois, les calculs sont faits directement sans faire appel aux techniques compliquées d'inversion de matrices d'ordre élevé.

Les calculs font intervenir les éléments de base suivants :

$$\mathcal{P}_k\mathcal{P}_{k'}R'_{kk'} = \sum_{\lambda} \frac{(\mathcal{P}_k\gamma_{\lambda k})(\mathcal{P}_{k'}\gamma_{\lambda k'})}{E_\lambda - E - \frac{i}{2}\Gamma_{\lambda\gamma}} ,$$

relation dans laquelle la largeur neutronique $\Gamma_{\lambda n}$ et les largeurs de fission $\Gamma_{\lambda f_1}$ et $\Gamma_{\lambda f_2}$ des niveaux λ sont définies par :

$$\mathcal{P}_1\gamma_{\lambda 1} = (\Gamma_{\lambda n}/2)^{\frac{1}{2}} ,$$

$$\mathcal{P}_2\gamma_{\lambda 2} = (\Gamma_{\lambda f_1}/2)^{\frac{1}{2}} ,$$

$$\mathcal{P}_3\gamma_{\lambda 3} = (\Gamma_{\lambda f_2}/2)^{\frac{1}{2}} .$$

Ainsi, chaque niveau λ est caractérisé par les paramètres suivants :

- l'énergie E_λ ;
- la largeur neutronique $\Gamma_{\lambda n}$;
- la largeur de fission dans la première voie fission $\Gamma_{\lambda f_1}$;
- la largeur de fission dans la deuxième voie fission $\Gamma_{\lambda f_2}$;
- la largeur totale de capture radiative $\Gamma_{\lambda\gamma}$;
- le signe des amplitudes de largeurs réduites $\gamma_{\lambda 1}$, $\gamma_{\lambda 2}$ et $\gamma_{\lambda 3}$.

La largeur totale du niveau est obtenue par la somme :

$$\Gamma_\lambda = \Gamma_{\lambda n} + \Gamma_{\lambda f1} + \Gamma_{\lambda f2} + \Gamma_{\lambda\gamma} .$$

Le programme comporte les fonctions principales suivantes :

a) calcul des sections efficaces σ_T^J et σ_f^J ;
b) calcul des sections efficaces élargies par un effet Doppler gaussien et une fonction de résolution gaussienne ; la fonction de résolution est définie de la même façon qu'en III.2 ;
c) ajustement des sections efficaces calculées aux points expérimentaux par une méthode de moindres carrés, simultanément sur la section efficace totale et la section efficace de fission ;
d) tracé superposé des points expérimentaux et des points théoriques.

Les calculs sont effectués à l'aide du calculateur CDC-6600 du C.E.N. de Saclay ; ils peuvent porter sur trois mille points expérimentaux et cent résonances ; on peut ajuster simultanément vingt paramètres par moindres carrés. Le temps de calcul est de l'ordre d' une minute pour mille points expérimentaux, soixante résonances, un paramètre variable. Une description plus détaillée du programme et de ses performances est donnée en [IV.2].

Un autre programme utilisant le formalisme de E. Vogt a été étudié. Nous le citons pour mémoire. Il a surtout été utilisé dans certaines études systématiques d'effets d'interférences. Nous rappelons que les composantes du vecteur de fission $\vec{g}_{\lambda f}$ introduit pour E. Vogt sont égales aux valeurs de $\left(\Gamma_{\lambda f_c}\right)^{1/2}$ dans les ν voies de fission dont on doit tenir compte, le produit scalaire de deux vecteurs de fission étant alors (cf.§ I.3) :

$$\vec{g}_{\lambda f} \cdot \vec{g}_{\lambda' f} = \sum_{c=1}^{c=\nu} (\Gamma_{\lambda f_c})^{\frac{1}{2}} (\Gamma_{\lambda' f_c})^{\frac{1}{2}} = \sqrt{\Gamma_{\lambda f}\ \Gamma_{\lambda' f}}\ \cos\theta_{\lambda\lambda'} \ .$$

Cette notion de vecteur de fission est commode dans une étude systématique des effets d'interférences: deux vecteurs orthogonaux conduisent à des effets d'interférence nuls et deux vecteurs parallèles ou antiparallèles conduisent à des effets maximaux.

IV.3 IMPORTANCE DES INTERFERENCES DANS LES NOYAUX FISSILES

IV.3.1 Généralités

La probabilité de trouver de fortes interférences dans les sections efficaces neutroniques des noyaux fissiles dépend essentiellement de deux paramètres :

a) le nombre ν_J de voies de sortie de fission ouvertes ou partiellement ouvertes dans l'état de spin J ; les effets d'interférence sont importants dans le cas d'une seule voie de sortie (maximum du produit scalaire $\vec{g}_{\lambda f}\ \vec{g}_{\lambda' f}$) ; ils s'atténuent si le nombre de voies de sortie augmente, pour s'annuler dans le cas d'un nombre très élevé de voies de sortie (cf. § I.3) ;

b) le rapport de la largeur moyenne des résonances à leur espacement moyen pour un état de spin J du noyau composé ; nous avons vu que si ce rapport est élevé, les sections efficaces ne peuvent plus être considérées comme des sommes simples de termes Breit-Wigner à un niveau. Toutefois, comme les interférences sont surtout dues aux voies de fission, nous considérerons plutôt le rapport $\langle \Gamma_f \rangle_J / D_J$ de la largeur moyenne de fission à l'espacement moyen relatif à l'état de spin J ; car un recouvrement important n'entraîne pas nécessairement de fortes interférences si les largeurs de fission sont faibles devant les largeurs totales.

Mais ces deux paramètres ne sont pas indépendants l'un de l'autre ; nous avons vu (cf.§ I.4) que la largeur moyenne de fission est reliée au nombre effectif de voies de sortie par la relation :

$$N_{eff_J} = \sum_{i=1}^{i=\nu_J} Pi_J = 2\pi \frac{\langle \Gamma_f \rangle_J}{\langle D \rangle_J} \quad ,$$

$$N_{eff_J} \leqslant \nu_J \quad ,$$

Pi_J étant le facteur de pénétration relatif à la barrière de fission de la i ème voie de l'état de spin J.

Le nombre de voies de fission accessibles par les neutrons de résonances est peu élevé (théorie de Bohr et évidence expérimentale). Pour les noyaux fissiles connus, on ne peut guère envisager plus de deux à trois voies de sortie pour une valeur donnée de J et la plupart d'entre elles sont peu ouvertes ; N_{eff_J} ne peut donc dépasser une valeur voisine de l'unité et le rapport $\langle \Gamma_f \rangle_J / D_J$ doit rester relativement faible.

Par suite, si l'on doit s'attendre à observer localement des effets d'interférences importants à cause du nombre restreint de voies de sortie, la perturbation moyenne apportée aux sections efficaces, sur un intervalle d'énergie comportant un grand nombre de résonances, restera limitée à cause d'une valeur relativement faible du rapport $\langle \Gamma_f \rangle / \langle D \rangle$. L'existence de

déformations locales importantes est liée à la probabilité de trouver deux ou plusieurs niveaux très rapprochés, c'est-à-dire à la probabilité de recouvrement. Celle-ci peut être déterminée à partir des lois de distribution des espacements et des largeurs de fission (loi de Wigner et loi en χ^2 à ν_{ap} degrés de liberté).

IV.3.2 Probabilité de recouvrement

On considère un ensemble de niveaux dont les paramètres, espacements et largeurs de fission, obéissent à la loi de Wigner et à une loi en χ^2, $P_\nu(\Gamma_f)$ à ν degrés de liberté. Si E_1 et E_2, Γ_{f_1} et Γ_{f_2} sont les énergies et les largeurs de fission de deux niveaux consécutifs, on doit déterminer la probabilité pour que le rapport $(\Gamma_{f_1} + \Gamma_{f_2})/(E_2 - E_1)$ soit égal ou supérieur à un nombre donné r.

La probabilité de trouver deux largeurs de fission Γ_{f_1} et Γ_{f_2} telles que $\Gamma_{f_1} + \Gamma_{f_2} = s$ est :

$$p(s) = \int_0^s p_\nu(\Gamma_{f_1}) \times p_\nu(s - \Gamma_{f_1}) d\Gamma_{f_1} \quad ;$$

elle correspond à une loi en χ^2 à 2ν degrés de liberté, soit :

$$p(s) \equiv p_{2\nu}(x) = \nu\Gamma(\nu)^{-1} \ (\nu x)^{\nu-1} \ e^{-\nu x} \ ,$$

avec $x = s/2\langle\Gamma_f\rangle$.

La probabilité pour que l'on ait $(\Gamma_{f_1} + \Gamma_{f_2}) \geq r(E_2 - E_1)$ est alors :

$$P(\nu,r) = \int_0^\infty \left[p_W(y) \int_{ry\langle D\rangle/2\langle\Gamma_f\rangle}^\infty p_{2\nu}(x)dx \right] dy$$

avec :

$$p_W(y) = \frac{\pi}{2} \ y e^{-\frac{1}{4}\pi y^2} \quad \text{(loi de Wigner)}$$

et :

$$y = D/\langle D\rangle = (E_2 - E_1)/\langle D\rangle \ .$$

L'intégration donne dans le cas général [IV.3] :

$$P(\nu,z) = \sqrt{2} \sum_{\mu=1}^{\mu=\nu} (-1)^\mu \frac{z^{\mu-1}}{(\mu-1)!} \frac{d^\mu}{dz^\mu} \left[e^{z^2/2} \int_{z/\sqrt{2}}^\infty e^{-t^2} dt \right]$$

avec :

$$z = \frac{\nu r}{\sqrt{2\pi}} \frac{< D >}{< \Gamma_f >} = \frac{\nu}{N_{eff}} r\sqrt{2\pi} \ .$$

La forme asymptotique de cette expression est :

$$P(\nu,z)_{z\to\infty} = \frac{1}{z^2} \frac{\nu(\nu+1)}{2} - \frac{1}{z^4} \frac{\nu(\nu+1)(\nu+2)(\nu+3)}{2\times 4} + \frac{1}{z^6} \frac{\nu(\nu+1)\ldots(\nu+5)}{2\times 4\times 6} + \ldots$$

Pour les quatre premières valeurs de ν, on obtient, en posant $z = \nu v\sqrt{2}$:

$$P(1,v) = 1 - \sqrt{\pi}\, v e^{v^2}\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^v e^{-t^2} dt\right) ,$$

$$P(2,v) = 1 - 8v^2 P(1,2v) ,$$

$$P(3,v) = 1 + v^2(9 + 162v^2)P(1,3v) - 9v^2 ,$$

$$P(4,v) = 1 - \frac{512v^4}{3}(3 + 32v^2)P(1,4v) + \frac{512}{3} v^4 ,$$

dont les formes asymptotiques sont :

$$P(1,v)_{v\to\infty} = \frac{1}{2v^2}\left(1 - \frac{3}{2v^2} + \frac{15}{4v^4} - \ldots\right) ,$$

$$P(2,v)_{v\to\infty} = \frac{3}{8v^2}\left(1 - \frac{5}{8v^2} + \frac{35}{64v^4} - \ldots\right) ,$$

$$P(3,v)_{v\to\infty} = \frac{1}{3v^2}\left(1 - \frac{21}{64v^2} + \frac{63}{512v^4} - \ldots\right) ,$$

$$P(4,v)_{v\to\infty} = \frac{5}{16v^2}\left(1 - \frac{21}{64v^2} + \frac{63}{512v^4} - \ldots\right) .$$

La figure IV.1 représente les variations de $P(\nu,v)$ en fonction de v, v variant de 0,1 à 100.

Pour avoir une idée de l'évolution de $P(\nu,v)$ quand ν devient grand, nous avons également porté sur la figure la fonction $P(\infty,v)$ qui est la limite de $P(\nu,v)$ quand ν tend vers l'infini, et dont la forme asymptotique est :

$$P(\infty,\nu)_{\nu\to\infty} = \frac{1}{4\nu^2} - \frac{1}{32\nu^4} + \frac{1}{384\nu^6} - \ldots$$

Le tableau IV.1 rassemble quelques valeurs de $P(\nu,\nu)$ pour r = 0,15 2 et 10, N_{eff} variant de 0,01 à 50. Par exemple, si $N_{eff} = 1$, il y a une probabilité de 3,5 % de trouver deux niveaux consécutifs tels que la somme de leurs largeurs de fission soit égale ou supérieure à deux fois leur espacement.

Les expressions que nous venons d'établir pour $P(\nu,\nu)$ ne sont évidemment valables que pour des valeurs entières de ν. Mais on pourra quand même utiliser, par interpolation, le réseau de courbes de la figure IV.1 dans le cas des distributions expérimentales des largeurs de fission qui correspondent en général à des distributions en χ^2 à ν_{ap} degrés de liberté, ν_{ap} n'étant pas nécessairement entier.

IV.3.3 Exemples d'interférences ; quasi-résonances

Dans le but de mieux se rendre compte des déformations dues aux interférences dans les sections efficaces des noyaux fissiles, nous allons examiner quelques cas précis qui sont présentés dans les figures IV.2 à IV.4 et correspondant à quelques valeurs particulières du rapport $r = (\Gamma_{f_1} + \Gamma_{f_2})/(E_2 - E_1)$. Dans ces figures, nous comparons la forme des sections efficaces de fission calculées pour le même ensemble de paramètres, d'une part, par une formule multiniveaux et, d'autre part, par la formule Breit-Wigner à un niveau. L'évolution de la forme des interférences peut être concrétisée par la rotation d'un des vecteurs de fission par rapport à l'autre supposé fixe. Le cas Breit-Wigner à un niveau est équivalent à un cas multiniveaux où les deux vecteurs sont orthogonaux (cas particulier de deux vecteurs dans un espace à nombre réduit de voies de sortie, ou cas général de tous les vecteurs prix deux à deux dans un espace à très grand nombre de voies de sortie).

La figure IV.2 représente quelques types d'interférences obtenues avec deux résonances de fission ($\Gamma_f \simeq \Gamma$, le noyau composé se désexcite principalement par fission). Les deux résonances ont pour largeur neutronique 10 meV et 3 meV, et pour largeur totale de fission 6 eV et 4 eV. Pour r = 10 (l'espacement est très faible devant la somme des largeurs totales de fission) la section efficace de fission calculée par la formule Breit-Wigner à un niveau montre un seul pic d'amplitude 30 barns et de largeur 6 eV; dans le cas du calcul multiniveaux, la section efficace est très différente suivant que les vecteurs fission sont parallèles ou antiparallèles ; si les

vecteurs sont parallèles, on observe deux maximums de faible amplitude et très dissymétriques, séparés par un minimum presque nul. S'ils sont anti-parallèles, on observe ce que E. Lynn a appelé une "quasi-résonance", c'est-à-dire un pic très étroit et de forte amplitude, assimilable à une résonance isolée étroite ; dans le cas que nous présentons, la "quasi-résonance" a une largeur à mi-hauteur de 240 meV et une amplitude de 450 barns. Le deuxième exemple présenté sur la figure IV.2 correspond à r = 2 et montre le même type d'interférences mais avec des effets atténués. On observe les deux pics dans la section efficace calculée par la formule Breit-Wigner à un niveau, le minimum entre les deux pics étant toutefois peu prononcé; dans le cas de la section efficace calculée par la formule multiniveaux, on observe deux pics dissymétriques séparés par un minimum presque nul si les vecteurs de fission sont parallèles et un seul pic très dissymétrique dont l'amplitude est double de celle observée sur la section efficace Breit-Wigner à un niveau si les vecteurs sont antiparallèles ; ce dernier cas représente une forme atténuée de "quasi-résonance". Nous avons également tracé sur la même figure un cas intermédiaire où les effets d'interférences sont moindres (nombre de voies de sortie de fission supérieur à un).

La présence de minimums presque nuls et de maximums très étroits dans les sections efficaces de fission au voisinage immédiat des niveaux très larges est caractéristique des très fortes interférences. Il est évident que si de tels types d'interférences apparaissaient avec une fréquence élevée dans les sections efficaces des noyaux fissiles, les paramètres de la structure résonnante observée seraient très différents des paramètres réels de la matrice R ; une analyse utilisant un formalisme à un niveau ne pourrait conduire qu'à un ensemble de paramètres apparents. De plus, l'analyse par un formalisme multiniveaux serait elle-même impossible, car on ne pourrait connaître, ne serait-ce qu'approximativement, le nombre de niveaux et leurs énergies.

La fréquence des cas pour lesquels on a $r \geq 2$ est supérieure à 50 % si $N_{eff} = 10$, et est de 35 à 40 % si $N_{eff} = 5$; pour $r \geq 10$, la fréquence est d'environ 10 % et 3 % pour les mêmes valeurs de N_{eff} (tableau IV.1). Le problème des quasi-résonances peut donc devenir critique dans l'analyse des sections efficaces des noyaux fissiles, s'il est possible d'envisager de telles valeurs de N_{eff}, c'est-à-dire plusieurs voies de fission complètement ouvertes pour un état de spin et de parité donné ; nous avons déjà signalé que cela n'est pas le cas pour tous les noyaux fissiles connus jusqu'à présent. On ne doit donc pas s'attendre à rencontrer d'une façon

habituelle des quasi-résonances, d'autant plus que le grand nombre des voies de sortie nécessaire pour obtenir un N_{eff} élevé tendrait encore à atténuer les effets d'interférences.

La figure IV.3 correspond à une valeur de r égale à 0,15 ; on observe de fortes dissymétries dans les ailes des résonances, mais la forme générale des résonances est respectée. Il y a une interférence constructive entre les résonances où la section efficace calculée par le formalisme multiniveaux est double de celle calculée par le formalisme à un niveau. Dans les ailes extérieures, l'interférence est destructive ; on trouve, en particulier, un minimum presque nul de σ_f à 12,15 eV alors qu'à cette énergie la section efficace Breit-Wigner à un niveau est décroissante et égale à 20 barns. De tels cas d'interférence peuvent être fréquents ; il suffit en effet que N_{eff} soit égal à 0,5 pour que la probabilité de trouver $r \geq 0.15$ soit égale à 44 %.

La figure IV.4 représente un cas d'interférence faible (r = 0.022). Les résonances sont à peine déformées. On peut alors très bien décrire les sections efficaces expérimentales par une formule Breit-Wigner à un niveau, d'autant plus que les dissymétries peuvent être complètement masquées par les fluctuations statistiques sur les points de mesure ou par une faible erreur dans l'évaluation du bruit de fond. La fréquence de ces cas est supérieure à 50 % si N_{eff} est égal à 0.1.

IV.3.4 Effets comparés du recouvrement des niveaux et des interférences

Indépendamment des effets d'interférences, un autre phénomène peut gêner l'analyse des sections efficaces des noyaux fissiles : c'est l'impossibilité d'identifier tous les niveaux à cause de leur recouvrement. Le nombre de niveaux non identifiés peut être important si le rapport $\langle\Gamma_\Delta\rangle/\langle D\rangle$ est grand, $\langle\Gamma_\Delta\rangle$ étant la largeur totale moyenne des niveaux, effet Doppler et résolution compris. Ainsi, dans le domaine d'énergie où elles ont été analysées, il semble qu'il manque 20 % des niveaux dans les sections efficaces de ^{241}Pu et de ^{235}U [IV.4-5], et probablement plus de 30 % dans celles de ^{233}U [IV.6]. Dans ce cas, les paramètres moyens obtenus par l'analyse des sections efficaces expérimentales, et cela quel que soit le formalisme utilisé, risquent d'être entachés d'erreurs importantes (à moins que l'on puisse évaluer les propriétés moyennes des résonances non identifiées).

Nous venons de voir le rôle joué par le paramètre N_{eff} dans l'évaluation de l'importance des interférences. Aussi est-il essentiel de savoir si, au moins, l'ordre de grandeur de ce paramètre est accessible à l'expérience. En fait, l'analyse des sections efficaces résonnantes des noyaux fissiles

peut conduire au paramètre apparent :

$$(N_{eff})_{ap} = 2\pi \frac{< \Gamma_f >_{ap}}{< D >_{ap}}$$

différent du paramètre réel :

$$N_{eff} = 2\pi \frac{< \Gamma_f >}{< D >}$$

à cause des deux effets suivants : i) recouvrement des niveaux, ii) déformations dues aux interférences si l'analyse est faite par un formalisme à un niveau.

Pour évaluer l'importance relative de ces deux effets, nous avons calculé, par une méthode de Monte-Carlo, deux séries de sections efficaces de fission, l'une en utilisant le formalisme Breit-Wigner à un niveau, et l'autre en utilisant un formalisme multiniveaux. Les paramètres des résonances correspondant à une valeur donnée de N_{eff} étaient choisis au hasard dans des ensembles de valeurs distribuées suivant la loi de Wigner pour les espacements et suivant la loi en χ^2 pour les largeurs partielles. Les hypothèses de calcul étaient les suivantes :

a) l'espacement moyen des niveaux $< D >$ était égal à 1 eV ;

b) la distribution des largeurs neutroniques réduites correspondait à une loi de Porter et Thomas ; la fonction densité était égale à 10^{-4} (ordre de grandeur de la fonction densité pour les noyaux lourds) ;

c) la distribution des largeurs de fission correspondait à une loi en χ^2 dont le nombre de degrés de liberté était égal à N_{eff} ; la largeur moyenne de fission était alors définie par :

$$< \Gamma_f > = \frac{N_{eff}}{2\pi} < D > ;$$

d) la largeur de capture radiative était constante de résonance à résonance et égale à 1 meV.

Dans le cas multiniveaux le programme de calcul utilisé (méthode de Vogt), ne permettant pas plus de trois voies de fission, le nombre de voies de fission a été pris égal à N_{eff} si $N_{eff} \leq 3$ et à 3 si $N_{eff} > 3$. Cette façon de définir le nombre de voies de sortie accentue les effets d'interférences quand N_{eff} est très supérieur à 3. Dans le but de simplifier l'analyse, les deux séries des sections efficaces ont été calculées pour un seul état

de spin, sans tenir compte de l'effet Doppler et de la résolution expérimentale (ce qui a pour effet de diminuer l'importance du recouvrement des niveaux).

Les calculs ont été faits pour dix valeurs de N_{eff} comprises entre 0 et 50. Dans chaque cas, les résonances apparaissant dans les deux séries de sections efficaces obtenues ont été analysées dans l'hypothèse du formalisme Breit-Wigner à un niveau ; on en a déduit les valeurs de $(N_{eff})_{ap}$. Les résultats sont représentés sur la figure IV.5 ; la courbe A représente la variation de $(N_{eff})_{ap}$ en fonction de N_{eff} dans le cas des sections efficaces calculées par le formalisme à un niveau ; elle montre l'influence du recouvrement des niveaux sur l'évaluation de N_{eff}. La courbe B correspond aux sections efficaces calculées par le formalisme multiniveaux ; elle montre l'effet conjugué du recouvrement des niveaux et des interférences. Il est évident qu'au-dessus d'une valeur de N_{eff} égale à 4 ou 5, la courbe B ne représente qu'un cas extrême non réaliste, en particulier pour N_{eff} égal à 50, les interférences devraient déjà être suffisamment faibles pour que la section efficace soit peu différente de la section efficace Breit-Wigner à un niveau. La courbe C représente une extrapolation qualitative qui doit être assez proche de la réalité (confondue avec la courbe B pour $N_{eff} < 4$ et tendant vers la courbe A quand N_{eff} augmente).

L'examen de ces courbes montre que, pour N_{eff} inférieur à 1,5, $(N_{eff})_{ap}$ est peu différent de N_{eff}. Au-delà de cette valeur $(N_{eff})_{ap}$ est toujours inférieur à N_{eff} ; mais le peu d'écart qui existe entre la courbe A et la courbe C (ou la courbe B pour les faibles valeurs de N_{eff}) montre que l'effet du recouvrement des niveaux est au moins aussi important que l'effet des interférences, d'autant plus que l'élargissement des résonances par l'effet Doppler et la résolution expérimentale, et la superposition des deux états de spin devraient encore accentuer l'effet de recouvrement des niveaux.

En ce sens, il est intéressant de rappeler les résultats de D.R. Koenig et A. Michaudon [IV.7] ; ils ont repris un calcul du même type que les précédents, mais, dans le cas précis d'une section efficace dont les caractéristiques sont celles supposées de ^{233}U, incluant les deux états de spin et les effets expérimentaux (effet Doppler et résolution expérimentale). Le tableau IV.2 montre les résultats de ce calcul ; il n'y a pas de différences significatives entre les paramètres moyens obtenus à partir des deux sections efficaces calculées ; en particulier, la perte de niveaux (36 %) est essentiellement due au recouvrement des niveaux. Nous avons reporté les points correspondant à cette étude sur la figure IV.5 ; ceux-ci se placent nettement en dessous des courbes A et B. Pour cette valeur de N_{eff}, la perte des

niveaux passe de 12 % à 36 % par le fait : i) de la superposition des deux états de spin ; ii) de l'effet Doppler ; iii) de la résolution expérimentale, c'est-à-dire pour des causes indépendantes des effets d'interférences.

En définitive, il semble que l'analyse des sections efficaces des noyaux fissiles soit plus gênée par la perte des niveaux due au recouvrement que par les effets d'interférences ; en particulier, l'existence d'un nombre élevé de quasi-résonances dans les sections efficaces des noyaux fissiles connus n'est pas à envisager. De plus, on ne doit pas s'attendre, par une analyse multiniveaux, à obtenir des paramètres beaucoup plus précis que par l'analyse à un niveau, dans le cas où la perte des niveaux est élevée. En effet, les déformations observées dans les résonances peuvent être aussi bien dues à des doublets non résolus ou à des résonances de faible amplitude dans les ailes des résonances importantes qu'à des effets d'interférences, et il est pratiquement impossible de discerner entre ces deux effets. L'avantage de l'utilisation d'un formalisme multiniveaux est la possibilité d'adapter parfaitement une courbe théorique aux points expérimentaux. Mais cette adaptation dépend de la façon dont on tient compte des niveaux non identifiés et, en ce sens, elle est très subjective. Là, se trouve une des raisons de la non-unicité des adaptations proposées par différents auteurs dans l'analyse des sections efficaces d'un même noyau ; ceci est encore aggravé par le fait que, dans la plupart des cas, on ignore le spin des résonances, c'est-à-dire les résonances qui interfèrent les unes avec les autres. Ainsi on est très souvent en présence d'une simple paramétrisation des courbes, les paramètres obtenus pouvant être aussi éloignés de ceux de la matrice R que ceux obtenus par l'analyse simple utilisant le formalisme Breit-Wigner à un niveau. La paramétrisation idéale est alors celle proposée par D.B. Adler et F.T. Adler qui, en raison de sa simplicité, est moins sujette à la personnalité de l'utilisateur.

IV.4 ANALYSE MULTINIVEAUX DES SECTIONS EFFICACES TOTALES ET DE FISSION DE ^{239}Pu DE 4 eV à 200 eV.

IV.4.1 Généralités

Les conclusions du paragraphe précédent sont assez pessimistes en ce qui concerne la possibilité ou l'utilité d'une analyse des sections efficaces neutroniques des noyaux fissiles, dans le domaine des résonances, par un formalisme multiniveaux ; nous venons de voir que, lorsqu'une telle analyse se révèle nécessaire, elle est pratiquement impossible ou rendue

illusoire à cause du nombre important des niveaux non identifiés et de la non-attribution du spin des résonances. Néanmoins, les sections efficaces de ^{239}Pu constituent un cas particulier pour lequel toutes ces difficultés semblent disparaître. Les spins des résonances sont bien connus jusqu'à une énergie de neutrons assez élevée et nous savons également, d'après les conclusions du chapitre III, qu'il reste peu de résonances non identifiées jusqu'à 300 eV. L'analyse que nous projetons de faire jusqu'à l'énergie de 200 eV a donc toutes les chances d'être significative ; toutefois, nous devons nous attendre à des résultats peu différents de ceux de l'analyse à un niveau pour les résonances de l'état de spin 1^+. En effet, $(N_{eff})_{1^+}$ est à peu près égal à 0,06 et, dans ce cas, la probabilité pour que l'on ait par exemple $r \geq 0{,}15$ est inférieure à 2 %. Les cas de fortes interférences dans l'état 1^+ seront donc très rares. Par contre, $(N_{eff})_{0^+}$ peut être voisin de 1,5 et la probabilité pour que l'on ait $r \geq 2$ est d'environ 6 %. Des cas d'interférences semblables à ceux présentés dans la figure IV.2 seront donc assez fréquents dans les résonances de l'état 0^+ ; ainsi les paramètres individuels de ces résonances peuvent être modifiés, bien que l'on ne doive pas s'attendre à une modification appréciable des paramètres moyens.

Pour des raisons d'encombrement et de temps de calcul, la zone totale d'énergie a été divisée en cinq zones partielles d'importance à peu près égale :

4 eV à 40 eV ,
40 eV à 75 eV ,
75 eV à 110 eV ,
110 eV à 160 eV ,
160 eV à 205 eV .

Quelle que soit la zone d'analyse, on tient compte de tous les niveaux de l'état de spin 0^+ identifiés jusqu'à 212 eV et d'un nombre maximal de niveaux de l'état 1^+ (l'effet à longue portée de ces derniers niveaux devient vite négligeable). Dans la première zone, l'analyse porte uniquement sur la section efficace totale.

Au cours de l'ajustement par la méthode des moindres carrés, tous les paramètres pouvaient être rendus variables, sauf la largeur totale de capture radiative ; celle-ci était fixée à la valeur obtenue par l'analyse à un niveau ou à la valeur moyenne de 42 meV. Le choix du spin des résonances est conforme aux conclusions du paragraphe III.7 ; les quelques erreurs que l'on peut faire en attribuant le spin 1^+ à toutes les résonances dont le spin n'a pu être attribué n'ont pas d'influence sur les résultats de l'analyse, car

ces résonances sont en général de faible amplitude et ne donnent pas lieu à des effets d'interférences appréciables. Un tel choix sera confirmé dans quelques cas par l'examen des formes d'interférences obtenues dans certains couples de résonances (attribution du spin 1^+ aux résonances à 23,88 eV et 41,62 eV par comparaison avec les résonances à 22,23 eV et 41,27 eV ; attribution du spin 1^+ à la résonance à 63,02 eV par absence d'interférence avec les résonances larges voisines).

Une dernière remarque d'ordre général concerne les courbes expérimentales analysées. L'analyse ne porte pas sur les courbes de transmission expérimentales, mais sur les courbes de sections efficaces totales qui s'en déduisent. On doit donc admettre que les mesures de transmission qui ont été faites permettent d'obtenir la section efficace totale réelle ; nous savons que cela a été réalisé grâce à une très bonne résolution et par le choix d'un ensemble suffisamment varié d'épaisseurs d'échantillons (cf.§ II.2). En plus, la fonction de résolution expérimentale ne s'applique en toute rigueur qu'aux courbes de transmission ; le fait de l'appliquer à la section efficace totale ne constitue qu'une approximation d'autant plus justifiée que sa largeur est faible devant la largeur totale Γ_Δ des résonances élargies par l'effet Doppler. La figure II.5 montre que, dans les cas les plus défavorables (vers 75 eV pour la deuxième zone, 150 eV pour la quatrième zone et 205 eV pour la cinquième zone), la largeur de la fonction de résolution reste encore inférieure à la largeur Doppler. Dans ces cas limites, l'approximation est justifiée par ses conséquences : les largeurs totales obtenues pour les résonances étroites sont très peu différentes de celles obtenues dans l'analyse à un niveau où la fonction de résolution était appliquée aux courbes de transmission.

IV.4.2 Présentation des résultats et interprétation

Les résultats de l'analyse de forme sont illustrés par les figures IV.6 à IV.10 sur lesquelles on a superposé les courbes théoriques aux sections efficaces expérimentales totale et de fission. Il y a en général un bon accord entre les sections efficaces théoriques et les points expérimentaux, sauf pour les résonances à 96,3 eV et 157,1 eV pour lesquelles le meilleur ensemble de paramètres n'est probablement pas trouvé. En particulier, la résonance à 157 eV pourrait être la superposition de deux résonances de spin différent (une résonance unique ne permet pas d'expliquer correctement à la fois la section efficace totale et la section efficace de fission).

Les paramètres obtenus sont rassemblés dans le tableau IV.3 et doivent être comparés à ceux du tableau III.1 déduits de l'analyse à un niveau. Nous

allons passer en revue les résultats relatifs, d'une part,aux résonances de l'état 1^+ et, d'autre part, aux résonances de l'état 0^+.

IV.4.2.1 Résultats relatifs aux résonances de l'état 1^+ : Il y a peu de différence entre les résultats des deux analyses en ce qui concerne les résonances de l'état 1^+. Les quelques écarts observés sont dus le plus souvent à une technique différente d'analyse et non au formalisme utilisé, l'analyse simultanée sur les sections efficaces totale et de fission étant plus précise que les deux analyses séparées du chapitre précédent ; de plus, l'analyse à un niveau des résonances étroites a pu être gênée par la forme complexe des résonances larges dont il était difficile de tenir compte ; dans l'analyse multiniveaux, ces formes complexes ont été correctement reproduites, ce qui a facilité l'analyse des résonances étroites superposées aux résonances larges.

Quelques effets d'interférences sont malgré tout visibles. Ils peuvent tous être expliqués par la présence d'une seule voie de sortie de fission dans l'état 1^+. Le cas le plus typique est celui des résonances à 10,91 eV et 11,87 eV pour lesquelles le rapport de la somme des largeurs de fission à l'espacement est égal à 0,15. C'est le type d'interférence présenté dans la figure IV.3. Une résonance supplémentaire avait été introduite dans l'analyse à un niveau pour expliquer l'écart de 40 barns qui existait à l'énergie de 11,5 eV entre la courbe théorique et les points expérimentaux. Cette résonance n'a pas d'existence réelle.

IV.4.2.2 Résultats concernant les résonances de l'état 0^+ : A part quelques cas isolés, les résonances de l'état 0^+ sont très déformées par les effets d'interférences. Il n'est donc pas étonnant que les paramètres obtenus soient souvent très différents de ceux obtenus dans l'analyse à un niveau. Deux zones doivent retenir particulièrement l'attention : d'une part entre 55 eV et 68 eV et d'autre part entre 78 eV et 90 eV.

Dans la première zone, la forme est très bien reproduite par les trois résonances larges à 57,00 eV, 61,87 eV et 65,50 eV. Une approximation grossière de la forme des sections efficaces était obtenue dans l'analyse à un niveau également par trois résonances larges, mais aux énergies 57,5 eV, 57,8 eV et 60,9 eV ; la résonance à 65,5 eV était considérée comme une résonance étroite de faible amplitude. La figure IV.11 illustre l'intensité des interférences dans cette zone ; elle représente la superposition de la section efficace de fission multiniveaux et de la section efficace de fission Breit-Wigner à un niveau calculée avec les mêmes paramètres ; les interférences

entre les niveaux à 57,00 eV et 61,87 eV donnent naissance à un pic de forte amplitude qui se situe à 57,50 eV et qui constitue une certaine forme de "quasi-résonance".

Entre 78 et 90 eV, deux résonances larges à 80,92 eV et 85,53 eV suffisent à expliquer la forme des sections efficaces, alors que dans l'analyse à un niveau il était nécessaire de faire intervenir trois résonances aux énergies 81,76 eV, 83,52 eV et 85,32 eV.

Dans le tableau IV.4 nous comparons les paramètres moyens des résonances de l'état 0^+ obtenus par l'analyse multiniveaux à ceux obtenus par l'analyse à un niveau dans la même zone d'énergie. On obtient la même valeur pour les fonctions densité S^o_{0+} et des valeurs très peu différentes pour les largeurs moyennes de fission. Ce résultat montre que, même dans le cas de fortes interférences du type de celles présentées par les résonances larges de ^{239}Pu, l'analyse à un niveau permet encore de déterminer des valeurs assez correctes des paramètres moyens des résonances.

Tableau IV.4

	Nombre de résonances	$< D >_{0^+}$ (eV)	$< \Gamma^o_n >_{0^+}$ (eV)	$S^o_{0^+}$	$< \Gamma_f >_{0^+}$ (eV)
Analyse à un niveau	24	8,85	$1,52 \times 10^{-3}$	1,71	1,47
Analyse multiniveaux	22	9,70	$1,66 \times 10^{-3}$	1,71	1,59

L'existence de deux voies de fission dans l'état 0^+ est confirmée. En effet, ces deux voies de fission sont nécessaires pour expliquer la forme particulière des sections efficaces entre 55 et 68 eV et entre 78 et 90 eV, où l'hypothèse d'une seule voie entraînerait des effets d'interférences trop marqués. De plus, la résonance étroite à 136,77 eV a été classée dans la famille des résonances 0^+ par une mesure directe de spin [III.13] ; elle est voisine de la résonance large à 132,32 eV ; la figure IV.12 montre les effets d'interférence que l'on devrait observer si l'on supposait l'existence d'une seule voie de sortie dans l'état 0^+ ; or ces effets d'interférences ne sont pas observés dans les sections efficaces expérimentales ; les vecteurs fission

correspondants sont donc à peu près orthogonaux, ce qui suppose l'existence d'un nombre de voies de fission au moins égal à 2. A un degré moindre, la forme légèrement dissymétrique de la résonance à 32,26 eV est assez bien expliquée par l'existence de la deuxième voie 0^+.

La figure IV.13 représente les distributions intégrales des largeurs de fission dans chacune des voies 0^+. La distribution A correspond aux largeurs de fission de la première voie. L'histogramme expérimental est bien représenté par une loi en χ^2 à un degré de liberté (loi de Porter et Thomas), la valeur moyenne étant :

$$< \Gamma_{f_1} >_{0^+} = 1{,}305 \text{ eV}.$$

La distribution B correspond à la deuxième voie. L'accord avec la loi de Porter et Thomas est moins évident. Mais on doit remarquer que les largeurs de fission dans cette voie sont en général faibles et obtenues avec peu de précision quand la composante dans la première voie est très importante. La loi théorique tracée sur l'histogramme expérimental correspond à la valeur moyenne :

$$< \Gamma_{f_2} >_{0^+} = 0{,}276 \text{ eV}.$$

Il est évident que l'ensemble des largeurs de fission que nous proposons pour les deux voies de l'état 0^+ n'est pas unique, en ce sens que la section efficace de fission est invariante dans toute rotation du système d'axes servant à définir les vecteurs de fission. L'interprétation complète des résultats de l'analyse nécessite la connaissance d'un paramètre supplémentaire permettant de fixer ce système d'axes. Ce paramètre pourrait être la hauteur d'une barrière de fission par rapport à l'énergie de liaison du neutron, qui permettrait de calculer par la relation de Hill et Wheeler la largeur moyenne de fission correspondante. Dans le cas du noyau composé ^{240}Pu, nous savons qu'un état de transition 0^+ se trouve dans la bande de rotation du fondamental et la barrière de fission correspondante est nettement en dessous de l'énergie de liaison du neutron ; d'où un facteur de pénétration voisin de l'unité et une largeur moyenne de fission relative à cette voie voisine de 1,5 eV pour un espacement moyen de 9,6 eV ; cette valeur moyenne étant peu différente de la valeur moyenne à laquelle on doit s'attendre pour l'ensemble des deux voies, cela laisse un degré d'ouverture assez faible pour la deuxième voie. Notre analyse a donc été conduite de façon à favoriser la fission dans l'une des voies. Les résultats obtenus

sont assez cohérents : une voie très ouverte ($N_{eff} \simeq 1$) correspondant à la valeur moyenne $< \Gamma_{f_1} >_{0^+} = 1,305$ eV et une voie partiellement ouverte ($N_{eff} \simeq 0,2$) correspondant à la valeur moyenne $< \Gamma_{f_2} >_{0^+} = 0,276$ eV ; la barrière de fission relative à cette deuxième voie se situerait à environ 200 keV au-dessus de l'énergie de liaison du neutron.

IV.4.3 Comparaison avec d'autres analyses multiniveaux

Une première analyse multiniveaux des sections efficaces totale et de fission de ^{239}Pu a été faite par E. Vogt [IV.8] dans la zone d'énergie de 0,1 eV à 10 eV. Il explique la forme de la section efficace en faisant interférer les trois résonances à 7,80 eV, 10,9 eV, 15,34 eV et une résonance d'énergie négative à -1,2 eV. La résonance à 0,296 eV est classée dans l'autre état de spin. Ses résultats sont difficilement comparables aux nôtres ; les hypothèses quant à la contribution d'une résonance d'énergie négative ne sont pas les mêmes ; nous en tenons compte par un bruit de fond décroissant, ce qui revient à négliger tout effet d'interférence dû à ce niveau. D'autre part, cette première analyse multiniveaux a été faite avant toute détermination directe du spin des résonances de ^{239}Pu ; aussi E. Vogt a-t-il choisi le spin des résonances uniquement d'après la forme des sections efficaces ; il se trouve que ce choix ne concorde pas avec les attributions faites par la suite en ce qui concerne la résonance à 15,34 eV qui, d'après tous les auteurs, n'appartient pas à la même famille que les résonances à 7,80 eV et 10,91 eV. Dans le même travail, Vogt a également proposé un ensemble de paramètres multiniveaux pour les premières résonances de ^{235}U et de ^{233}U ; le principal intérêt de ce travail réside dans le fait qu'il a mis en évidence la nécessité de l'utilisation d'un formalisme multiniveaux pour reproduire exactement les sections efficaces neutroniques des noyaux fissiles.

Une autre analyse partielle de la section efficace de fission de ^{239}Pu a été faite récemment par G.D. James [IV.9] entre 78 eV et 88 eV. Ses conclusions sont les mêmes que les nôtres en ce qui concerne le nombre de résonances nécessaires pour expliquer la forme de la section efficace dans cette zone d'énergie et le nombre de voies de sortie ouvertes ou partiellement ouvertes dans l'état de spin 0^+. Mais les paramètres qu'il propose sont assez différents ; ce désaccord peut être expliqué par le choix arbitraire qu'il a fait des paramètres multiniveaux des résonances larges à 60,94 eV, 96,50 eV et 100,25 eV. Ces résonances ont en fait une très grande influence sur la forme de la section efficace entre 78 eV et 88 eV.

Une analyse plus complète que les deux précédentes a été faite par J.A. Farrell [IV.10] sur la section efficace de fission mesurée à Los Alamos auprès d'une explosion nucléaire souterraine. Cette analyse porte sur la zone d'énergie de 14 eV à 90 eV et utilise également le formalisme de Reich-Moore. Le tableau IV.5 permet de comparer les deux ensembles de résultats. Les paramètres proposés par J.A. Farrell sont en général très différents de ceux que nous avons obtenus. Entre 14 eV et 90 eV, il introduit treize résonances de plus que celles que nous avons identifiées, ces résonances supplémentaires étant en général de faible amplitude. Les largeurs neutroniques et les largeurs de fission qu'il obtient sont rarement comparables à nos valeurs, sauf dans le cas des résonances larges isolées. Il n'est donc pas surprenant que les paramètres moyens qu'il propose pour caractériser les sections efficaces neutroniques à basse énergie de ^{239}Pu soient différents de ceux que nous proposons (tableau IV.6). D'autre part, les résultats de J.A. Farrell ne sont pas compatibles avec la loi de Wigner pour la distribution des espacements des résonances de l'état 1^+, et avec la loi de Porter et Thomas pour la distribution des largeurs neutroniques réduites de ces mêmes résonances ; l'accord avec les lois théoriques ne peut être réalisé qu'en supposant que 30 % des niveaux de l'état 1^+ ne sont pas identifiés, ces niveaux n'étant pas nécessairement de faible amplitude. Ceci est en contradiction avec les résultats du chapitre III qui prévoient que très peu de niveaux restent non identifiés au-dessous de 300 eV.

La plus grande partie des désaccords sur les paramètres des résonances individuelles peut être expliquée par le fait que J.A. Farrell a essayé de déterminer les largeurs neutroniques et les largeurs de fission en analysant uniquement la section efficace de fission. Nous savons qu'une telle détermination n'est pas possible si l'on utilise le formalisme Breit-Wigner à un niveau (celui-ci ne donne accès qu'à la largeur totale et à la surface de la résonance). Par contre, l'expression de la section efficace de fission dans le formalisme multiniveaux fait intervenir explicitement les paramètres des autres voies et leur influence est d'autant plus importante que les interférences sont fortes ; mais, si les interférences sont faibles, ce qui est le cas en ce qui concerne les résonances de l'état 1^+ de ^{239}Pu, on a très peu de chances d'obtenir tous les paramètres par la seule analyse de la fission. Aussi il n'est pas étonnant que les paramètres obtenus par J.A. Farrell pour ces résonances ne reproduisent pas la section efficace totale mesurée à Saclay seuls, les produits $(\Gamma_n^\circ \Gamma_f)/\Gamma$ qui sont proportionnels à l'aire des résonances en fission sont alors comparables dans les deux analyses.

Quant aux résonances larges de l'état 0^+, ce sont surtout des résonances de fission. Si elles sont isolées, leur aire en section efficace de fission, $(\frac{\pi}{2}\sigma_o\Gamma_f)$, est pratiquement égale à leur aire en section efficace totale $(\frac{\pi}{2}\sigma_o\Gamma)$; on peut alors obtenir la largeur neutronique et la largeur de fission par l'analyse de l'une ou l'autre des sections efficaces ; c'est le cas des résonances à 15,5 eV, 32,3 eV, 47,64 eV et 49,60 eV pour lesquelles il y a un bon accord entre les résultats de J.A. Farrell et les nôtres. Si elles font partie d'un ensemble complexe à fortes interférences, en plus de la précision supplémentaire qu'apporte une analyse simultanée sur la section efficace totale et la section efficace de fission, les résultats peuvent dépendre de la manière dont on conduit l'analyse. Ainsi, J.A. Farrell suppose que, pour une résonance donnée, la fission ne se produit qu'à travers l'une ou l'autre des deux voies de fission de l'état 0^+ alors que nous admettons la possibilité d'une contribution à la fission dans les deux voies. De plus, il ne tient compte des résonances larges à 96 eV et 100 eV qu'à travers les résultats d'une analyse à un niveau ; enfin, la résonance large dont il tient compte à 66,75 eV est due en réalité à la présence de platine dans le dispositif expérimental.

Le désaccord entre le nombre de résonances nécessaires pour adapter la courbe théorique aux résultats expérimentaux est plus difficile à expliquer. La méthode de mesure de la section efficace de fission auprès d'une explosion nucléaire permet d'éliminer la presque totalité du bruit de fond ; on peut donc mesurer avec une grande précision des sections efficaces très faibles, telles qu'elles apparaissent, par exemple, entre 30 et 40 eV dans la section efficace de fission de ^{239}Pu ; des structures interférentes très fines peuvent être mises en évidence, ainsi que des résonances de très faible amplitude. Il semble que des résonances de ce type aient été détectées par J.A. Farrell à 33,50 eV et à 37,25 eV. Néanmoins, la plus grande partie des niveaux supplémentaires qu'il a introduits sont dus à des dissymétries qu'il n'explique pas par des interférences, et non à des niveaux apparents. De plus, les résonances placées à 21,45 eV, 21,70 eV et 51,60 eV devraient être visibles dans la section efficace totale mesurée à Saclay avec une très bonne résolution et une erreur statistique faible sur chaque point de mesure. On notera finalement que les désaccords qui peuvent exister entre une courbe théorique et les points expérimentaux peuvent aussi bien être dus à une insuffisance du formalisme ou à des effets expérimentaux non connus, qu'à l'existence de résonances non apparentes.

IV.5 CONCLUSION

Nous venons de déterminer un ensemble de paramètres multiniveaux pouvant décrire la section efficace totale et la section efficace de fission neutroniques de ^{239}Pu pour des énergies de neutron allant de 4 eV à 205 eV. Nous avons vu que les résultats obtenus sont, en ce qui concerne les résonances de l'état 1^+, peu différents de ceux obtenus au chapitre III à partir d'une analyse à un niveau ; par contre, les paramètres des résonances larges de l'état 0^+ ont pu être précisés de même que les propriétés de la fission dans les voies correspondantes. La comparaison avec d'autres analyses de ce type a montré que des divergences importantes pouvaient être rencontrées dans les résultats. De telles divergences, également observées pour d'autres noyaux fissiles, ont souvent été interprétées comme le signe de la non-unicité d'un ensemble de paramètres de la matrice R pour reproduire les sections efficaces neutroniques dans le domaine des résonances. Il est évident que, du point de vue purement mathématique, le problème peut admettre plusieurs solutions, étant donnés la complexité du formalisme et la non-linéarité des sections efficaces par rapport aux paramètres à déterminer. Mais, comme nous l'avons signalé dans le paragraphe IV.3, tout un autre ensemble de causes existent, qui rend illusoire la comparaison entre les différents résultats (non connaissance des spins, niveaux non identifiés, effets expérimentaux, méthodes d'analyses, etc ...) ; il est nécessaire, chaque fois que l'on veut faire une comparaison, d'examiner en détail ces différents facteurs. Quant à la non-unicité réelle qui vient de la complexité du problème mathématique, on doit s'attacher, dans la mesure du possible, à trouver une solution qui soit conforme à la théorie de la fission et aux connaissances que l'on a déjà du mécanisme de la fission en ce qui concerne le noyau étudié. Cela a été possible dans l'analyse des sections efficaces de ^{239}Pu ; la mise en évidence d'une deuxième voie de fission 0^+ partiellement ouverte (en plus d'une voie de fission 0^+ complètement ouverte dont l'existence était déjà connue) peut être considérée comme un résultat positif de l'analyse multiniveaux.

Chapitre IV

REFERENCES

[IV.1] T. Teichmann et E.P. Wigner, Phys. Rev. 87 (1952) 123.

[IV.2] H. Derrien et M. Alix, Note C.E.A. N-1564 (1972).

[IV.3] E. Lynn, The theory of neutron resonance reaction, Clarendon Press Oxford (1968) 388.

[IV.4] J. Blons et H. Derrien, à paraître.

[IV.5] A. Michaudon, rapport C.E.A. R-2552 (1964).

[IV.6] S. Nizamuddin et J. Blons, à paraître.

[IV.7] D. Koenig et A. Michaudon, J. Nucl. En. 25 (1971) 273.

[IV.8] E. Vogt, Phys. Rev. 118 (1960) 724.

[IV.9] G.D. James, J. Nucl. En. 22 (1968) 263.

[IV.10] J.A. Farrell, Phys. Rev. 165 (1968) 1371.

Tableau IV-1

N_{eff}	P(ν,v)		
	r = 10	r = 2	r = 0.15
0.01	0	$< 10^{-5}$	7×10^{-4}
0.05	$< 10^{-5}$	10^{-4}	1.6×10^{-2}
0.10	1.6×10^{-5}	4×10^{-4}	5.3×10^{-2}
0.20	6.0×10^{-5}	1.5×10^{-2}	0.16
0.50	4.1×10^{-4}	9.5×10^{-3}	0.44
1.	1.5×10^{-3}	3.5×10^{-2}	0.64
1.5	$(2 \text{ à } 2.5)\ 10^{-3}$	5.5×10^{-2}	> 0.80
2.	$(4.5 \text{ à } 6.2)\ 10^{-3}$	0.10	
5	$(2.4 \text{ à } 3.5)\ 10^{-2}$	0.35 à 0.40	
10	0.06 à 0.10	> 0.56	
20	∿ 0.27	> 0.74	
50	> 0.55	> 0.85	

$v = r\sqrt{\pi}/N_{eff} = 1,7725\ r/N_{eff}$

Si $N_{eff} \leqslant 1$ P(ν,v) a été déterminé par P(1,v)

Si $N_{eff} > 1$ P(ν,v) représente un ordre de grandeur ou des valeurs limites déduites de la figure IV.1

Tableau IV-2

	Valeurs théoriques	Valeurs déduites de la section efficace multiniveaux	Valeurs déduites de la section efficace à un niveau
Nombre de niveaux	69	44	44
$\langle\Gamma_n^o\rangle$ (10^{-4} eV)	0,45	0,74	0,71
$\langle\Gamma_f\rangle$ (eV)	0,19	0,13	0,15
$\langle\Gamma_\gamma\rangle$ (eV)	0,025	0,031	0,023
$\langle D\rangle$ (eV)	0,25	0,39	0,39
N_{eff}	2,4	1,0	1,2

Tableau IV-3

Energie (eV)	Γ_n (meV)	Voie 1^+	Voies 0^+		J	
		Γ_f (eV)	Γ_{f1} (eV)	Γ_{f2} (eV)	(a)	(b)
0,296	0,24			0,0600	0	
7,800	0,77	-0,0470			1	
10,910	1,85	-0,1200			1	
11,878	0,98	0,0210			1	
14,307	0,66	0,0610			1	
14,660	1.92	0,0370			1	
15,405	1,73		-0,4420	0,0994	0	
17,633	1,83	-0,0405			1	
22,234	2,59	-0,0640			1	
23,876	0,09	0,0300				1*
26,223	1,52	0,0440			1	
27,233	0,15	-0,0050				1*
32,265	0,84			-0,1140	0	
35,422	0,25	0,0053			1	
41,373	3,79	-0,0036			1	
41,623	1,38	0,0434				1*
44,435	5,83	-0,0050			1	
47,494	5,25		0,2810	-0,0700	0	
49,446	3,44		-0,7860	-0,0610	0	
50,033	2,97	-0,0125			1	
52,533	10,02	0,0090			1	
55,582	1,51	0,0220			1	
57,003	14,47		-1,5540	0,0280	0	
59,153	4,80	0,1020			1	
61,866	26,25		7,1020	0,0200	0	
63,018	0,70	0,0800				1*
65,497	13,66		0,2380	0,1510		0*
65,711	9,17	0,0285			1	
74,053	3,37	-0,0260			1	
74,937	22,78	-0,0870			1	
78,968	0,04	0,0020				1
80,915	4,95		0,9630	0,5820	0	

Tableau IV-3
(suite)

Energie (eV)	Γ_n (meV)	Voie 1^+	Voies 0^+		J	
		Γ_f (eV)	Γ_{f1} (eV)	Γ_{f2} (eV)	(a)	(b)
82,666	0,39	0,0100				1
85,490	7,45	0,0094			1	
85,534	53,41		- 2,0100	0,0550	0	
90,711	11,86	0,0090			1	
92,953	0,70	0,0090				1
95,374	1,90	- 0,0250			1	
96,332	20,66		0,8420	1,8160	0	
101,751	9,05		- 4,8230	0,0250	0	
103,010	1,61	0,0100			1	
105,301	4,78	- 0,0060			1	
106,670	8,93	- 0,0260			1	
110,410	0,44	0,0130				1
114,692	2,50		- 1,6540	- 0,0170	0	
115,185	0,21	0,1600				1
116,075	11,75		- 0,1170	- 0,1390	0	
118,831	16,85	- 0,0340			1	
121,006	2,38	0,0360				1
123,467	0,51	- 0,0390				1
126,226	1,93	- 0,0200				1
127,557	0,51	0,0250				1
132,321	35,06		3,9910	- 0,0350	0	
133,784	5,59	- 0,0060			1	
136,770	10,24			- 0,0840	0	
139,340	0,10	0,1200			1	
142,963	3,24	0,0820			1	
143,470	4,08	0,0310			1	
146,250	7,05	0,0130			1	
147,496	3,53		1,4990	0,0860	0	
148,242	0,44	0,1020				1
149,442	1,69	0,0500				1
157,009	32,55		0,0290	0,4730	0	

Tableau IV-3
(suite)

Energie (eV)	Γ_n (meV)	Voie 1^+	Voies 0^+		J	
		Γ_f (eV)	Γ_{f1} (eV)	Γ_{f2} (eV)	(a)	(b)
161,988	0,11	0,003				1
164,568	28,00	- 0,008			1	
167,128	5,83	0,069			1	
170,529	0,57	0,120				
171,150	3,14		- 0,208	1,606	0	
176,012	2,09	0,031				1
177,253	3,57	0,006			1	
178,924	1,22	0,014			1	
183,673	1,68	0,028				1
185,167	16,93		- 1,422	0,499	0	
188,305	0,61	0,009				1
190,677	1,67	0,013				1
195,399	57,73		- 0,411	0,012	0	
196,742	4,01	0,025			1	
199,434	8,93	0,065			1	
203,473	2,26	0,036				1
203,980	59,39		0,343	0,038	0	

(a) Spins attribués antérieurement (voir tableau III-4) ;

(b) Spins attribués arbitrairement, mais la probabilité est grande pour que l'attribution soit correcte (voir § III-7) ; les valeurs suivies d'un astérisque peuvent être considérées comme résultant de l'analyse multiniveaux ;

Les résonances à 34,60 et 174,56 eV (voir tableau III-1) ne paraissent pas dans ce tableau ; elles sont d'amplitude très faible et leurs paramètres multiniveaux ne peuvent être déterminés.

Tableau IV-5

Energie (eV)		P_n (meV)		Γ_f (meV)		$\frac{\Gamma_n \Gamma_f}{\Gamma}$ (meV)	
J. A. Farrell	ce travail	J. A. Farrell	ce travail	J. A. Farrell	ce travail	J. A. Farrell	ce travail
14,39	14,31	0,69	0,66	67	61	0,43	0,40
14,68	14,66	1,64	1,92	68	37	1,02	0,92
15,38	15,41	2,10	1,73	608	542	1,96	1,60
17,65	17,63	1,64	1,83	68	40	1,02	0,90
19,32		0,08		10			
21,45		0,08		250			
21,70		0,04		110			
22,26	22,23	2,76	2,59	47	64	1,44	1,49
23,91	23,88	0,19	0,09	15	30	0,052	0,044
25,15		0,00		45			
26,25	26,22	1,84	1,52	44	44	0,94	0,79
27,25	27,23	0,42	0,15	1,6	5	0,016	0,018
30,60							
32,34	32,26	0,84	0,84	100	114	0,61	0,60
33,50		0,00					
34,30	34,60	0,01					
35,47	35,42	0,06	0,25	25	5,3	0,023	0,028
37,25		0,00		80			
39,25		0,00		50			
40,95		0,10		760			
41,43	41,37	0,65	3,79	39	3,6	0,31	0,26
41,72	41,62	0,72	1,38	79	43	0,48	0,58
44,51	44,43	1,47	5,83	24	5	0,54	0,50
46,00		0,00		30			

Tableau IV-5
(suite)

Energie (eV)		P_n (meV)		Γ_f (meV)		$\frac{\Gamma_n\Gamma_f}{\Gamma}$ (meV)	
J. A. Farrell	ce travail	J. A. Farrell	ce travail	J. A. Farrell	ce travail	J. A. Farrell	ce travail
47,64	47,49	4,97	5,25	230	351	4,15	4,61
49,60	49,45	3,78	3,44	900	847	3,60	3,25
50,10	50,03	1,63	2,97	24	12,5	0,60	0,65
51,60		0,015		30			
52,59	52,53	2,94	10,02	32,4	9	1,27	1,32
55,66	55,58	1,07	1,51	44	22	0,56	0,56
57,30	57,00	19,73	14,47	1040	1584	18,6	14,0
59,22	59,15	4,34	4,80	141	102	3,3	2,8
60,65		0,85		185			
62,70	61,87	13,38	26,25	4250	7122	non comparable	
63,16	63,02	0,69	0,70	54	80	0,39	0,45
65,40	65,50	0,80	13,66	39	389	non comparable	
65,75	65,71	7,57	9,17	127	28,5	non comparable	
66,75		4,21		1355			
68,05		0,014		250			
74,19	74,05	3,32	3,37	92	26	2,25	1,23
74,97	74,94	16,40	22,78	148	87	11,9	13,5
77,80		0,35		2000			
78,60	78,97	0,008	0,04	50	2	0,004	0,002
81,10	80,92	8,54	4,95	1950	1565	non comparable	
83,62	82,67	0,22	0,39	74	10	non comparable	
85,40	85,49	1,47	7,45	48	9	0,79	1,00
85,60	85,43	43,5	53,4	1916	2065	non comparable	

Tableau IV-6

	D (eV)		$\langle\Gamma_n^o\rangle$ (meV)		$S_o \times 10^4$		$\langle\Gamma_f\rangle$ (meV)	
	0^+	1^+	0^+	1^+	0^+	1^+	0^+	1^+
Ce travail	9,60 ± 0,80	3,20 ± 0,20	0,72 ± 0,13	0,54 ± 0,06	1,56 ± 0,28	1,13 ± 0,12	2145 ± 390	39,5 ± 4,0
J.A. Farrell	5,0 ± 1,3	1,7 ± 0,5	0,83 ± 0,30	0,23 ± 0,60	1,7 ± 0,6	1,0 ± 0,3	1033 ± 375	66 ± 16

Comparaison entre les paramètres moyens
obtenus à partir de l'analyse à un niveau entre 0 et 660 eV
et ceux obtenus par J.A. Farrell à partir d'une analyse
multiniveaux entre 20 et 90 eV.

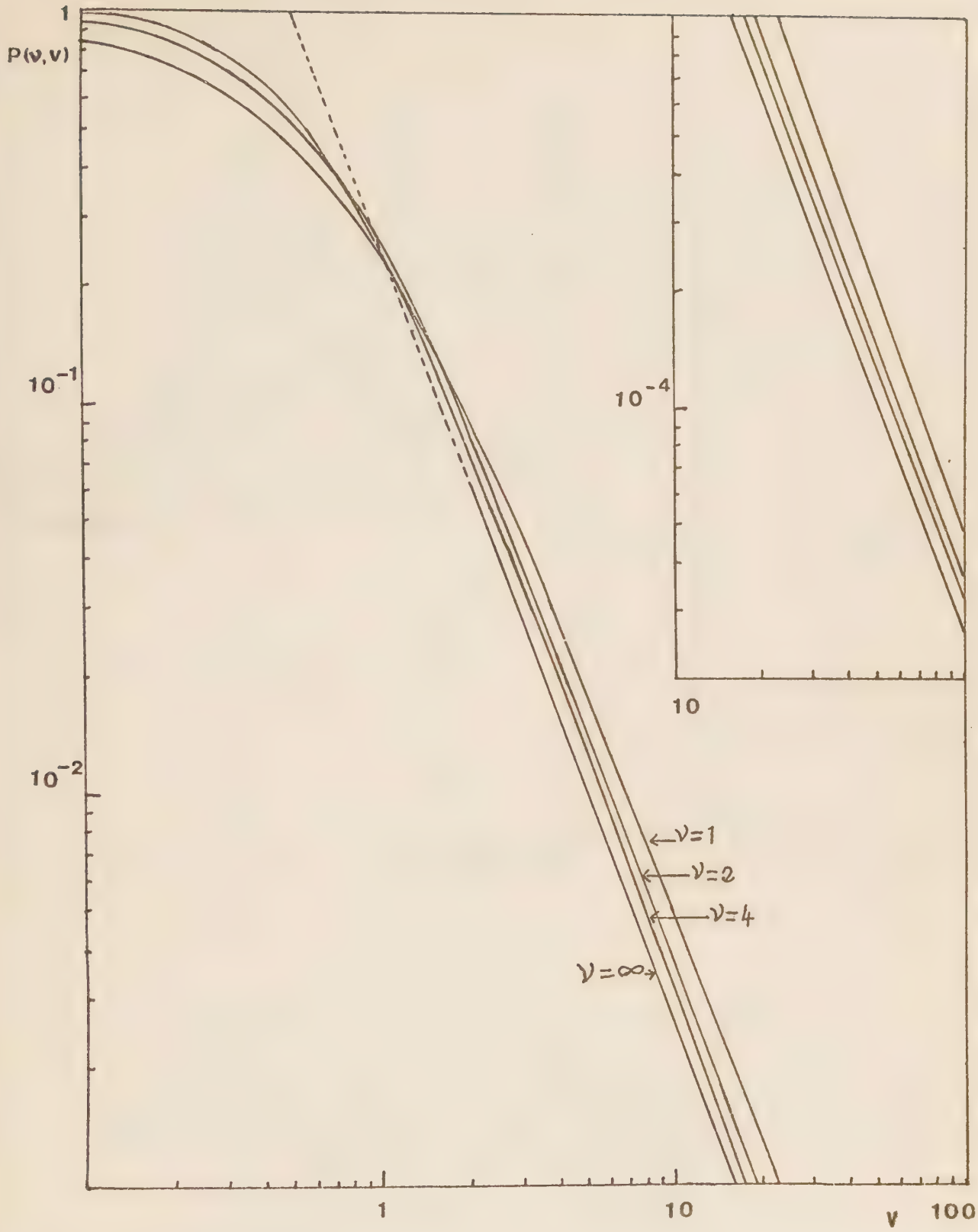


Fig.IV.1

Variation de $P(\nu,v)$ en fonction de $v = r\sqrt{\pi}/N_{eff}$

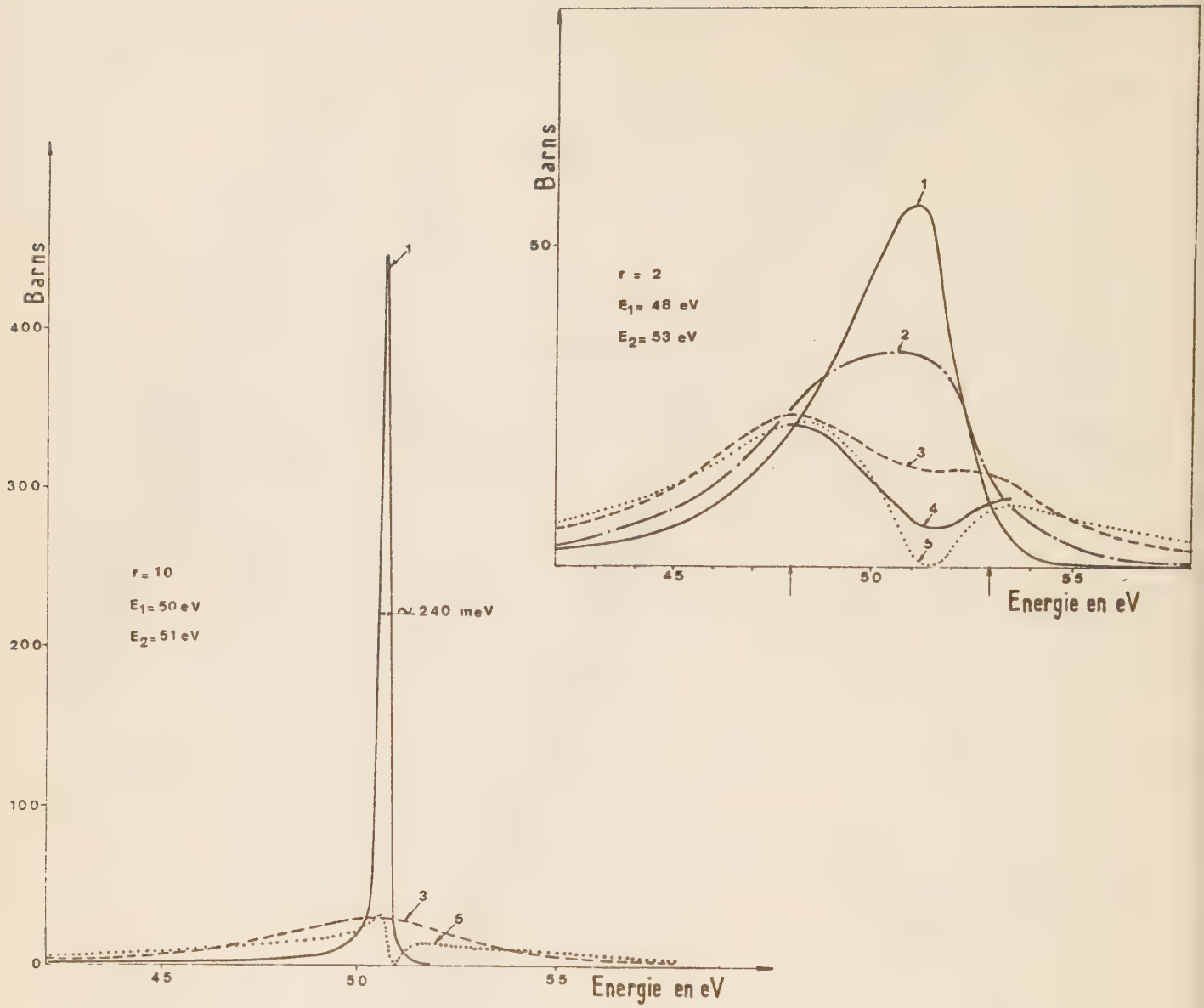


Fig. IV.2

Exemples d'interférences dans la section efficace de fission dues à un recouvrement important et à de grandes largeurs de fission. L'importance du recouvrement dépend de la valeur de : $r = (\Gamma_{f_1} + \Gamma_{f_2})/E_2 - E_1$.

Paramètres des résonances		N° de la courbe	$(\vec{g}_{f_1}, \vec{g}_{f_2})$
$\Gamma_{f_1} = 6$ eV	$\Gamma_{f_2} = 4$ eV	1	π
$\Gamma_{n_1} = 0{,}010$ eV	$\Gamma_{n_2} = 0{,}003$ eV	2	$3\pi/4$
$\Gamma_{\gamma_1} = \Gamma_{\gamma_2} = 0{,}040$ eV		3	$\pi/2$
		4	$\pi/4$
		5	0

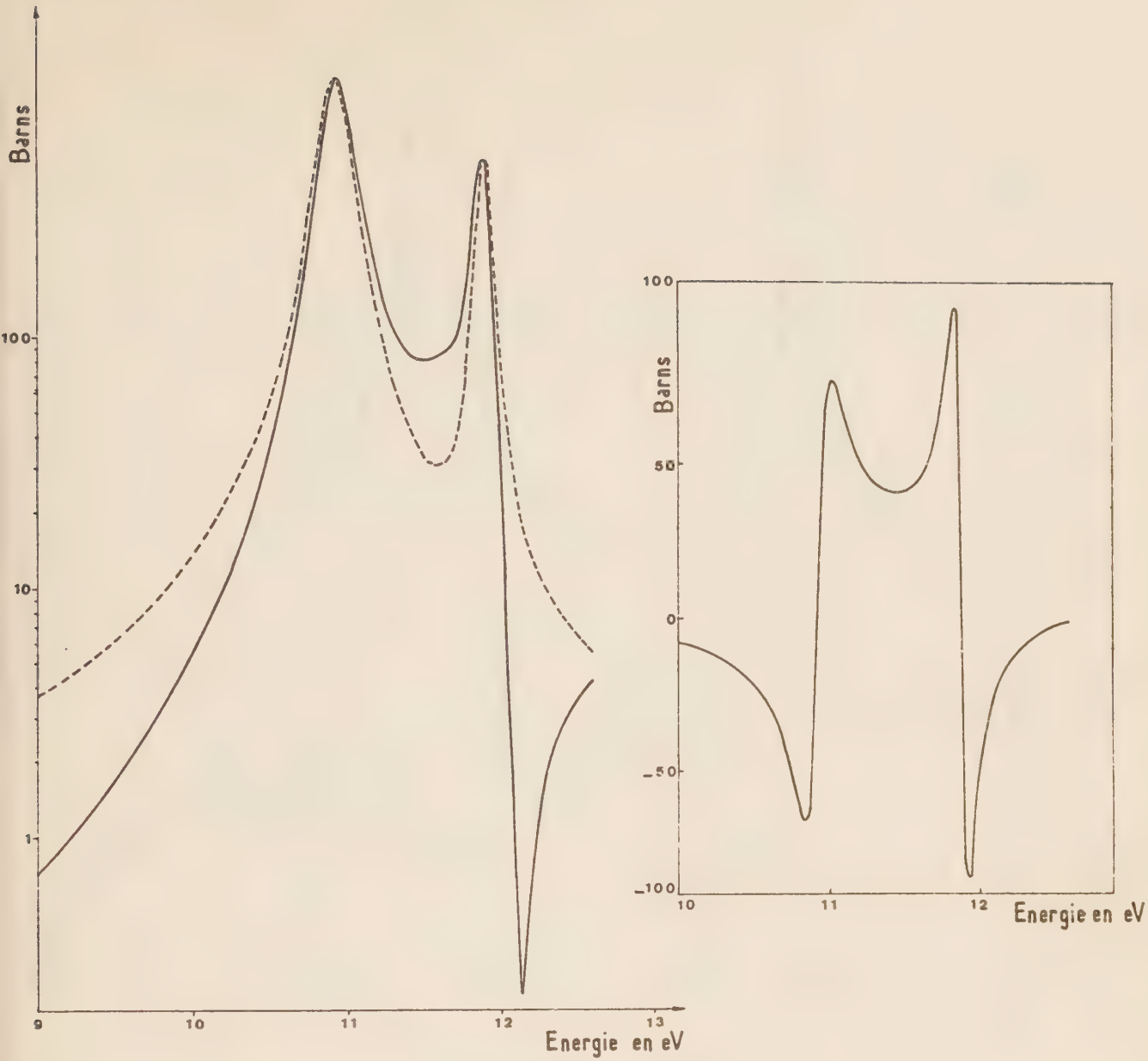


Fig.IV.3

Exemple d'interférence dans la section efficace de fission correspondant à un rapport : $r = (\Gamma_{f_1} + \Gamma_{f_2})/(E_2 - E_1) = 0,15$.

Paramètres des résonances :

$E_1 = 10,910$ eV	$E_2 = 11,873$ eV
$\Gamma_{n_1} = 0,00185$ eV	$\Gamma_{n_2} = 0,00090$ eV
$\Gamma_{f_1} = 0,121$ eV	$\Gamma_{f_2} = 0,021$ eV
$\Gamma_{\gamma_1} = 0,058$ eV	$\Gamma_{\gamma_2} = 0,047$ eV

Vecteurs de fission antiparallèles.

On a tenu compte d'un effet Doppler : $\Delta = 0,012 \sqrt{E}$.

La courbe en pointillés représente la section efficace Breit-Wigner à un niveau. La figure de droite représente la différence entre la section efficace multiniveaux et la section efficace à un niveau.

Ce cas est réellement observé dans les résonances 1^+ de ^{239}Pu.

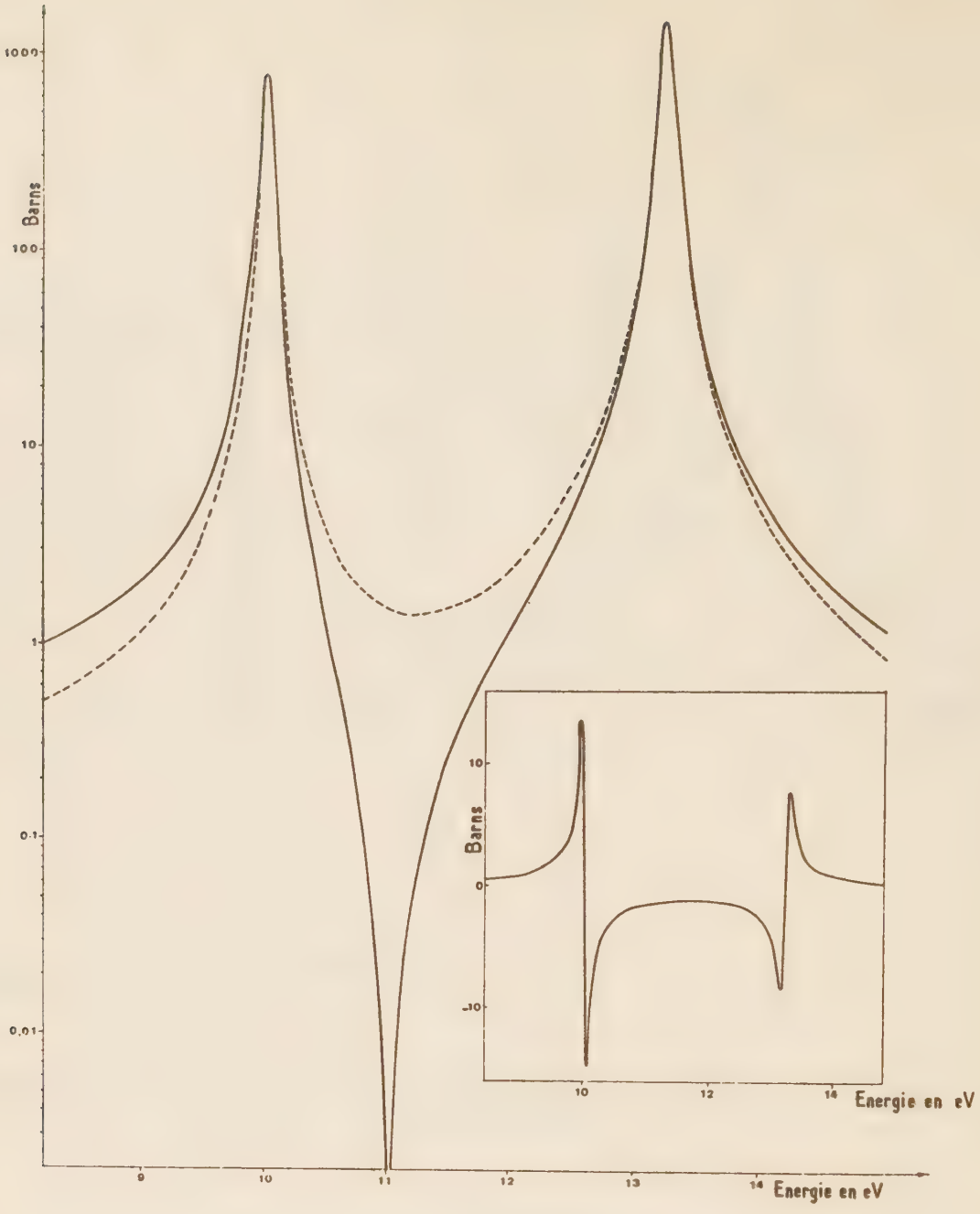


Fig.IV.4

Exemple d'interférence dans la section efficace de fission correspondant à un très faible recouvrement : (r = 0,022).

Paramètres des résonances :

E_1 = 10,00 eV	E_2 = 13,20 eV
Γ_{n_1} = 0,00170 eV	Γ_{n_2} = 0,00196 eV
Γ_{f_1} = 0,0335 eV	Γ_{f_2} = 0,0335 eV
Γ_{γ_1} = 0,042 eV	Γ_{γ_2} = 0,042 eV

Vecteurs de fission parallèles

On a tenu compte d'un effet Doppler : $\Delta = 0{,}012\sqrt{E}$.

La courbe en pointillés représente la section efficace Breit-Wigner à un niveau. En bas et à droite, on a représenté la différence entre la section efficace multiniveaux et la section efficace à un niveau. De tels effets d'interférences sont souvent masqués par l'importance du bruit de fond et les fluctuations statistiques. Ils sont visibles dans les résonances à basse énergie (20 à 40 eV) dans la section efficace de fission de ^{239}Pu mesurée à Los Alamos auprès d'une explosion nucléaire.

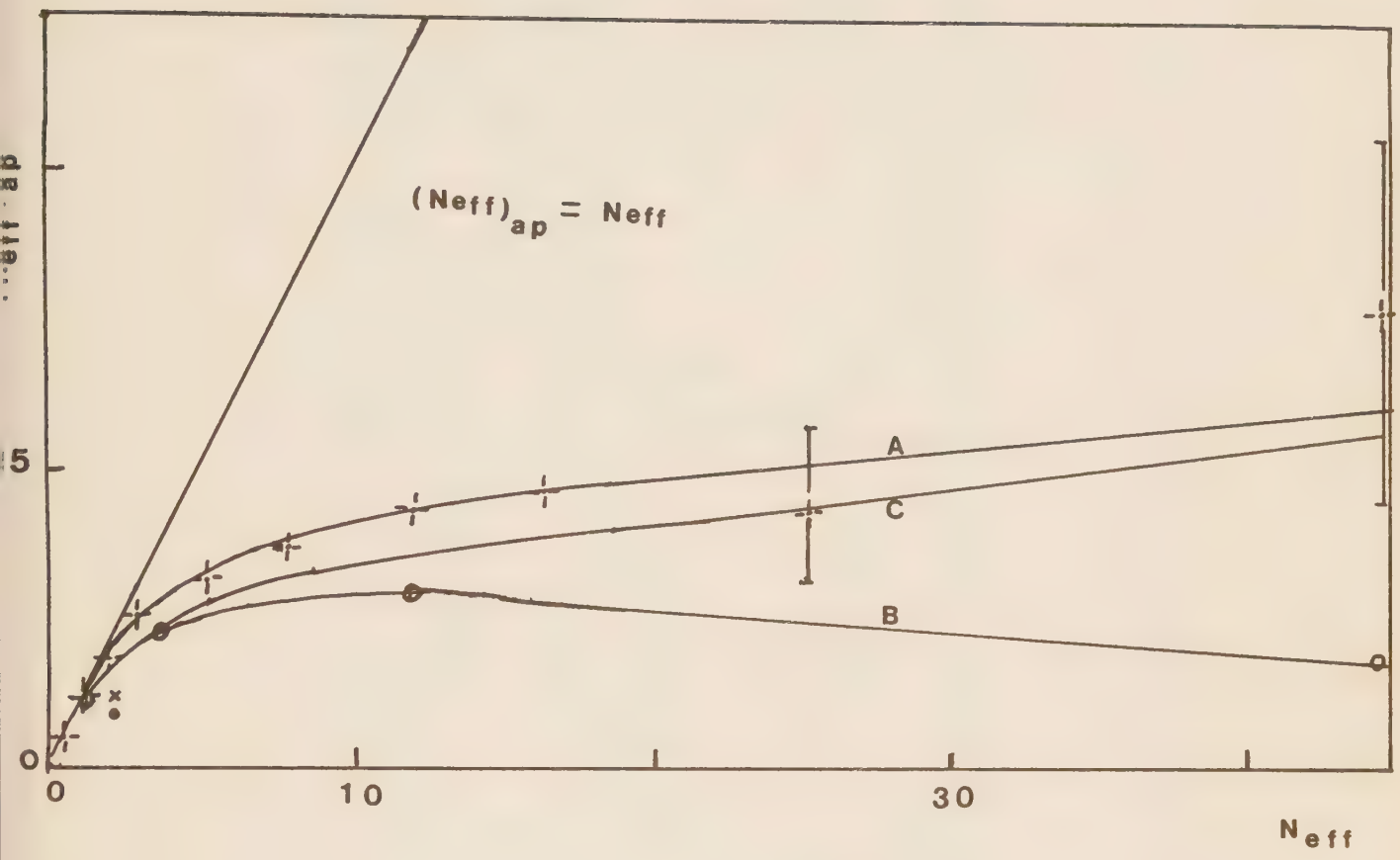


Fig. IV.5

Variation de $(N_{eff})_{ap}$ en fonction de N_{eff}.
La courbe A est obtenue à partir de sections efficaces calculées par le formalisme à un niveau et la courbe B à partir de sections efficaces calculées par le formalisme multiniveaux. Les résultats de D.R. Koenig et A. Michaudon sont également portés sur la figure (+, formalisme à un niveau ; •, formalisme multiniveaux).

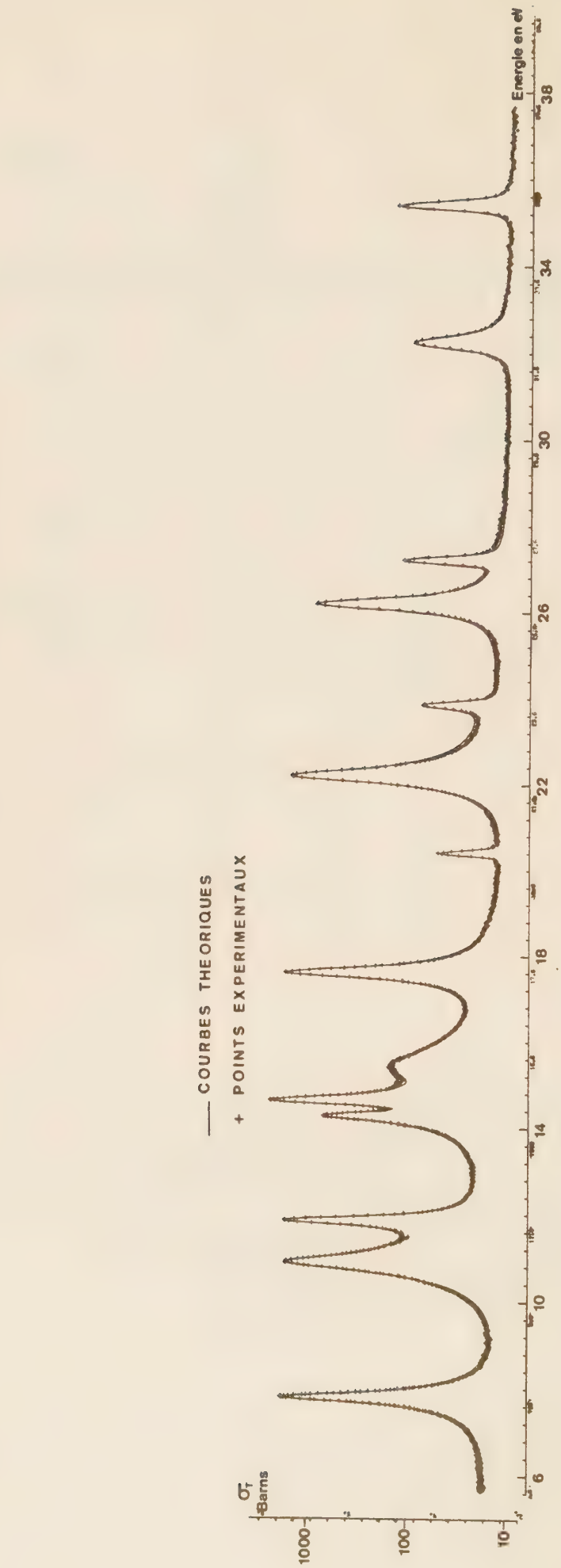


Fig.IV.6 - Résultats de l'analyse multiniveaux de la section efficace totale de ^{239}Pu entre 6 et 38 eV.

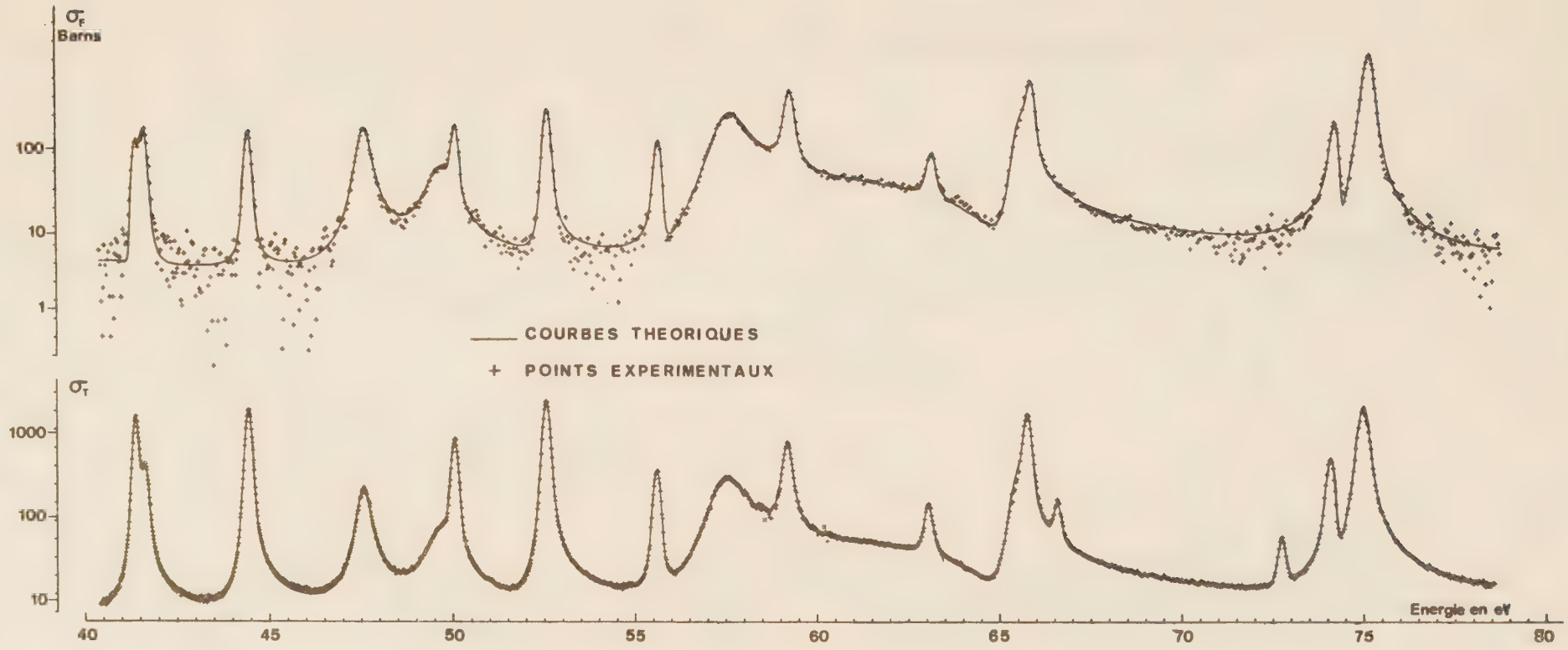


Fig.IV.7 - Résultats de l'analyse multiniveaux de la section efficace totale et de la section efficace de fission de ^{239}Pu entre 40 et 80 eV.

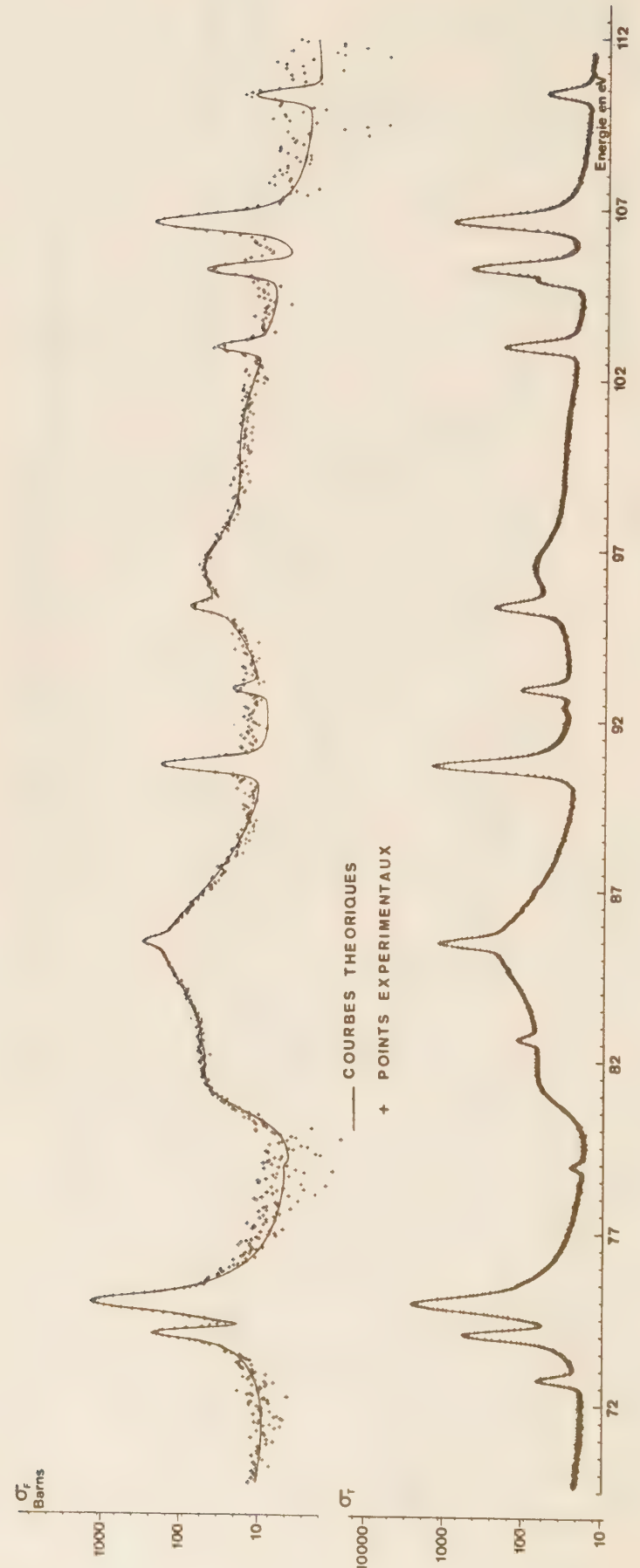


Fig.IV.8 - Résultats de l'analyse multiniveaux de la section efficace totale et de la section efficace de fission de ^{239}Pu entre 70 et 112 eV.

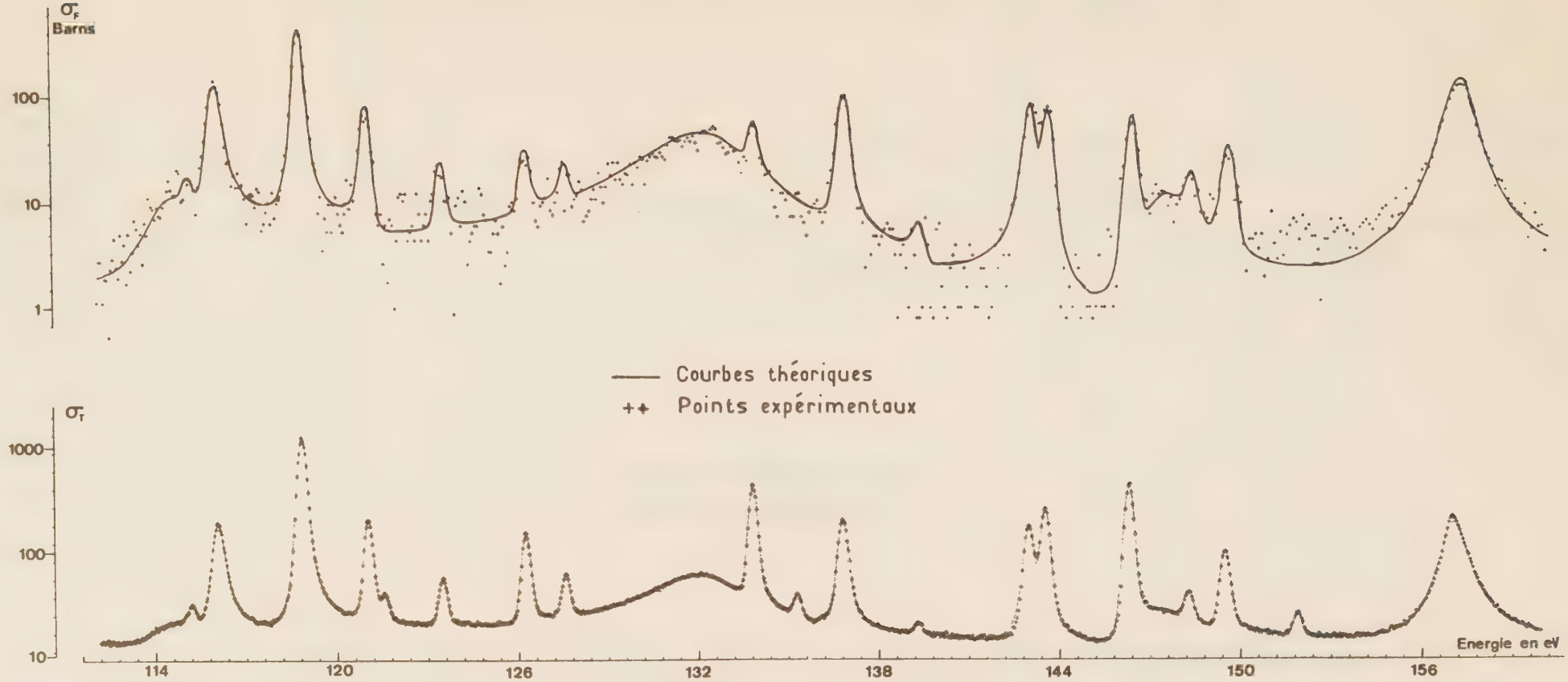


Fig.IV.9 - Résultats de l'analyse multiniveaux de la section efficace totale et de la section efficace de fission de ^{239}Pu entre 112 et 160 eV.

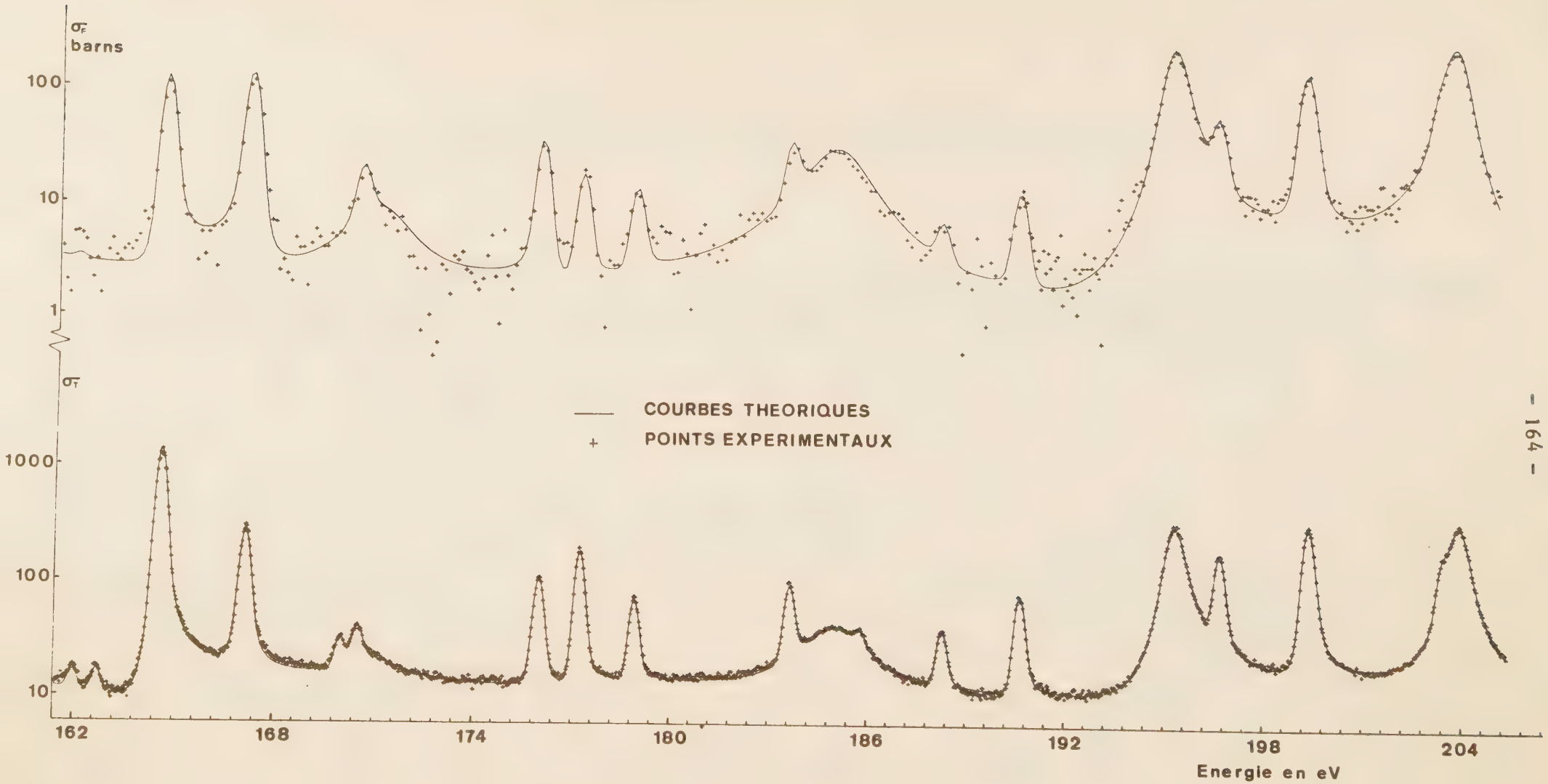


Fig.IV.10 - Résultats de l'analyse multiniveaux de la section efficace totale et de la section efficace de fission de ^{239}Pu entre 160 et 205 eV.

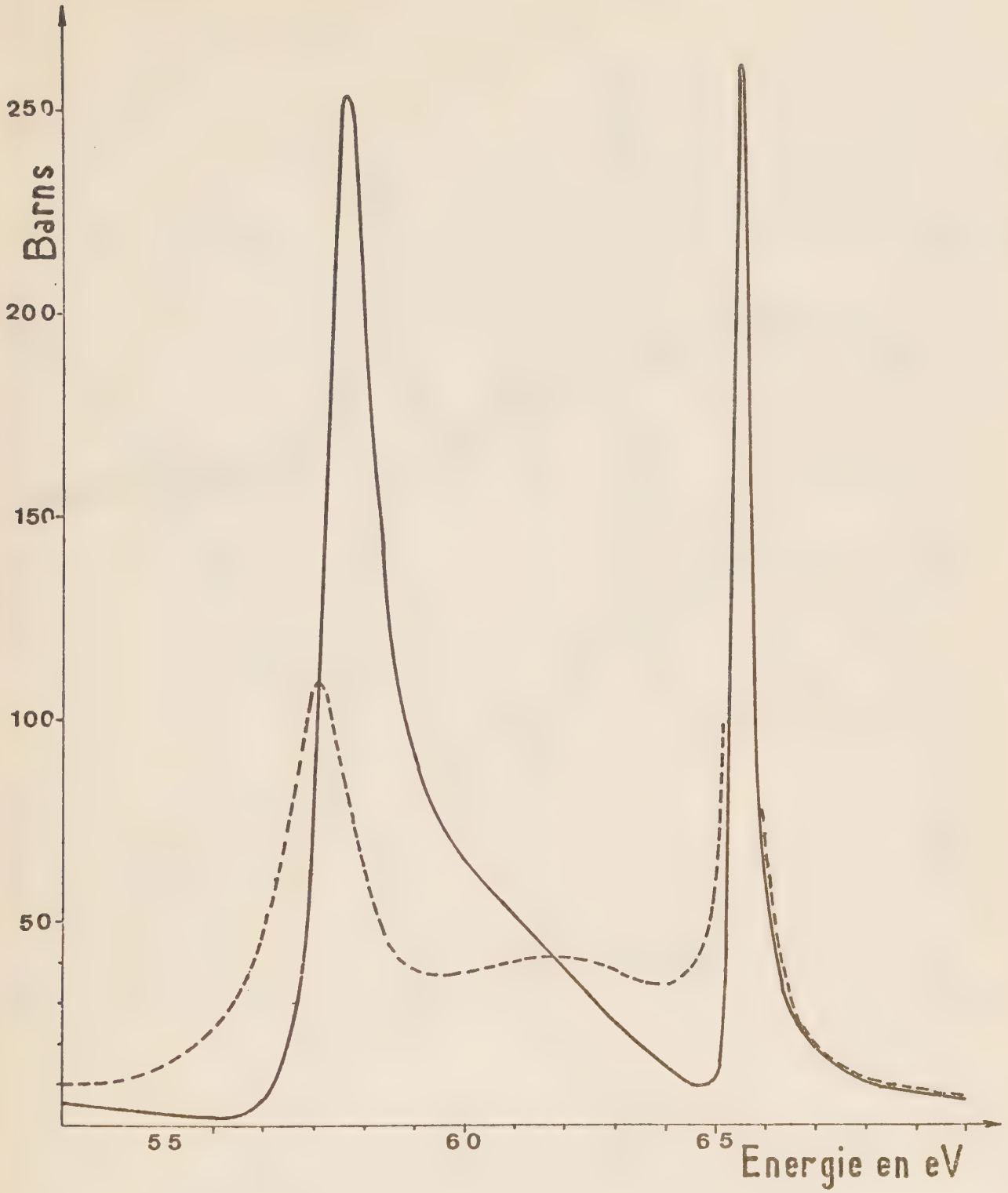


Fig.IV.11

Importance des interférences dans la section efficace de fission de ^{239}Pu au voisinage de 60 eV.

La courbe en trait plein correspond à la section efficace calculée par le formalisme multiniveaux (analyse de la section efficace expérimentale) ; la courbe en pointillés a été calculée par le formalisme à un niveau avec les mêmes paramètres de résonances

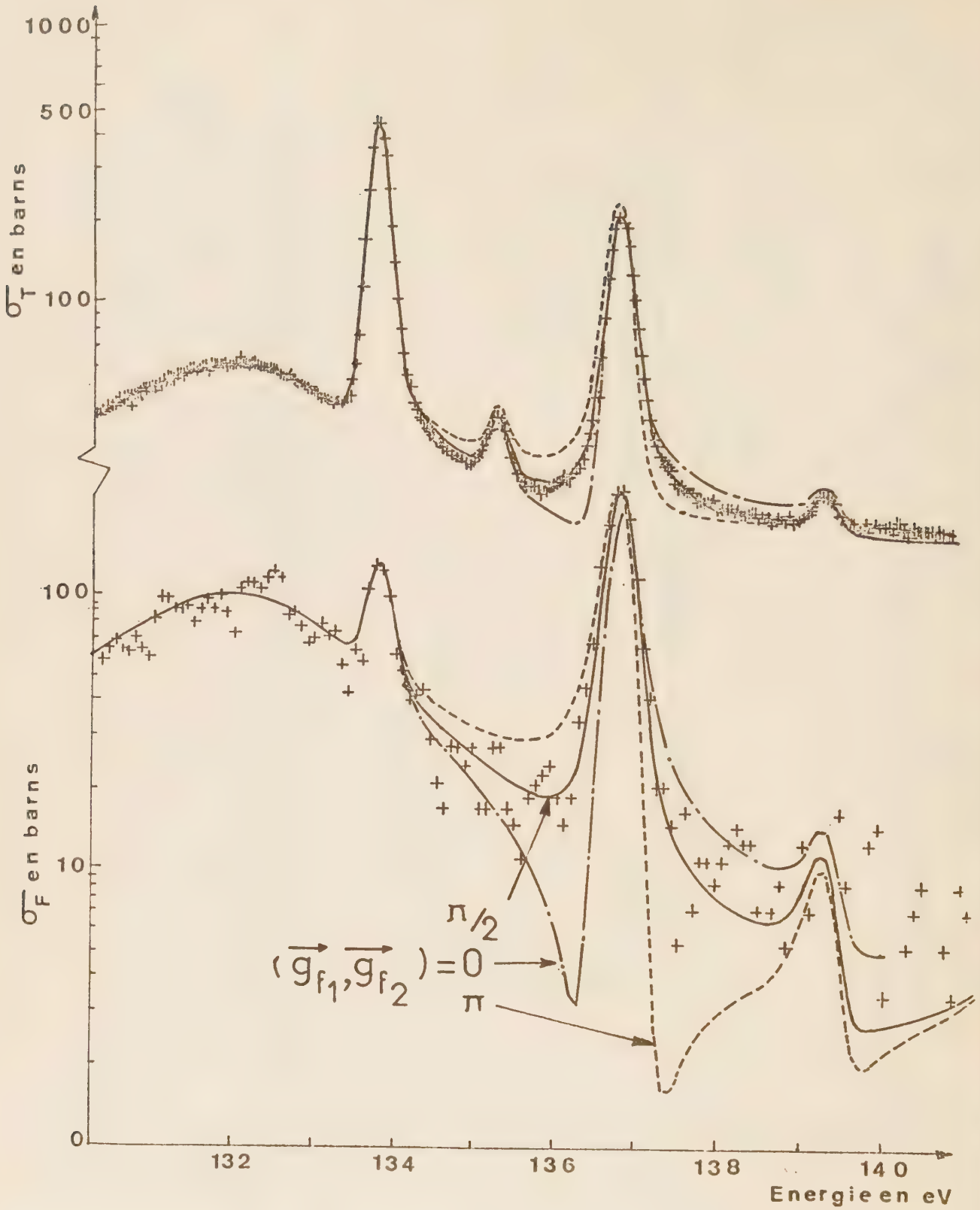


Fig.IV.12

Effets d'interférence entre la résonance large 0^+ à 132,32 eV et la résonance étroite 0^+ à 136,77 eV.

Pour obtenir une courbe théorique en accord avec les résultats expérimentaux, les deux vecteurs fission doivent être orthogonaux ce qui exige au moins deux voies de fission dans l'état de spin 0^+

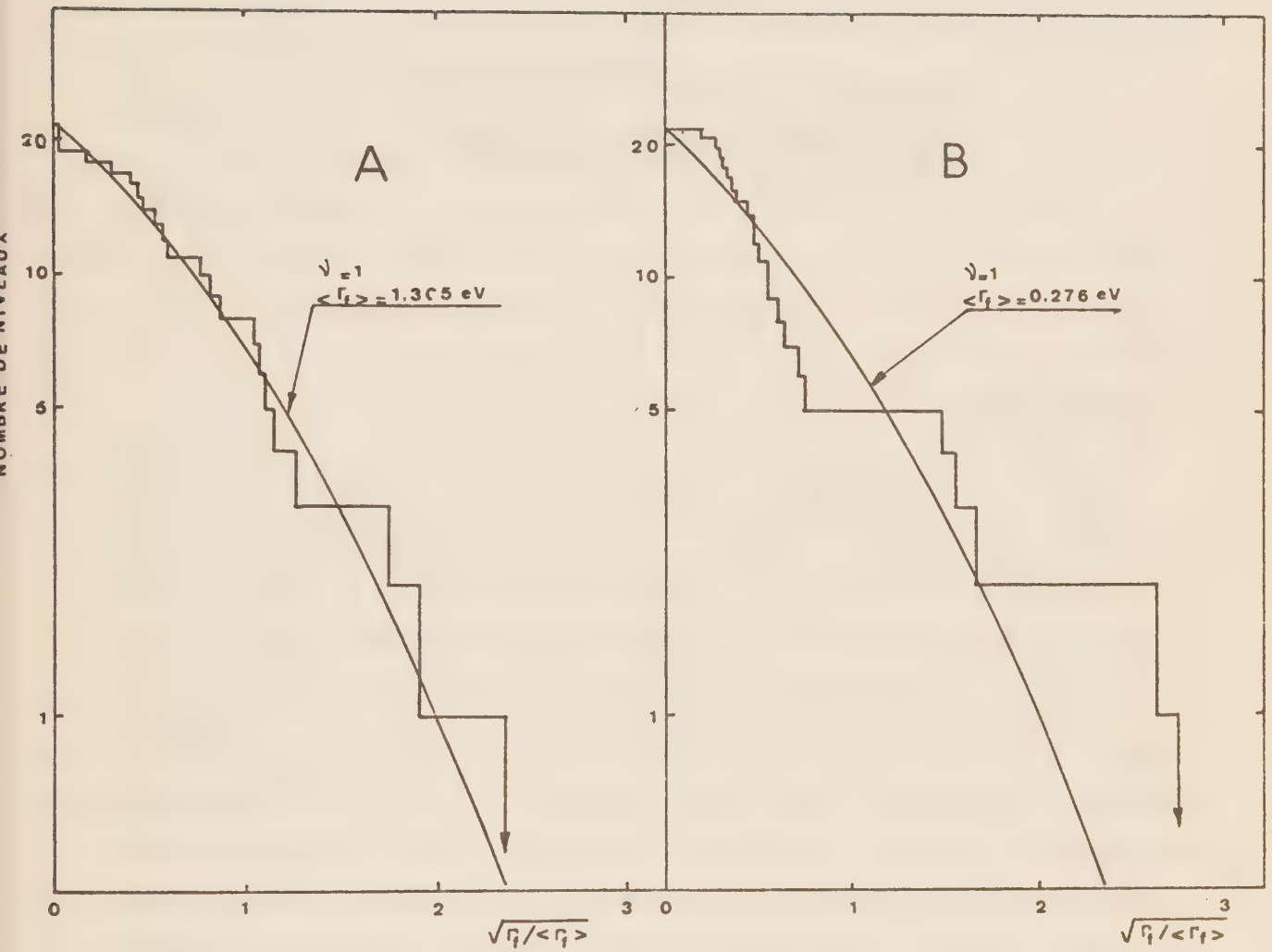


Fig.IV.13

Distribution intégrale des largeurs de fission correspondant aux deux voies de fission de l'état de spin 0^+

Chapitre V

RECHERCHE D'UNE STRUCTURE INTERMEDIAIRE DANS LA SECTION EFFICACE DE FISSION

V.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons examiner la section efficace de fission à la lumière des récentes découvertes concernant les propriétés des noyaux lourds réputés non fissiles, c'est-à-dire les noyaux dont le seuil de fission E_f le plus bas est au-dessus de l'énergie de liaison B_n du neutron dans le noyau composé. Si B_n est nettement inférieur à E_f, la contribution à la fission pour une énergie d'excitation voisine de B_n est négligeable (largeur de fission pratiquement nulle dans toutes les résonances neutroniques). Par contre, si la différence $(E_f - B_n)$ n'est pas trop importante, la pénétration de la barrière de fission peut devenir suffisante pour que les résonances apparaissent dans la section efficace de fission. Précisons que, pour une hauteur de barrière de 400 keV au-dessus de l'énergie d'excitation, la largeur moyenne de fission est de 1 meV pour un espacement moyen de niveaux égal à 1 eV (fig.I.1). La limite à partir de laquelle une largeur de fission est mesurable dépend alors des techniques de mesure (intensité des sources de neutrons, amélioration des détecteurs de fission, élimination du bruit de fond par des méthodes de coïncidence, etc.). C'est dans cet esprit que la mesure de la section efficace de fission de ^{237}Np avait été tentée à Saclay en 1966 [V.1]. Les résultats ont été surprenants ; des résonances de fission ont été observées avec des amplitudes anormalement élevées étant donnée la hauteur supposée de la barrière de fission. De plus, ces résonances n'étaient observées que dans des zones d'énergies privilégiées dans l'intervalle desquelles la section efficace de fission était pratiquement nulle ; l'espacement

moyen de ces zones était environ cent fois supérieur à l'espacement moyen des résonances observées dans la section efficace totale. On avait donc mis en évidence un phénomène non compatible avec la description classique du processus de fission et de la théorie statistique des réactions nucléaires.

A la suite de cette découverte, d'autres sections efficaces de fission sous le seuil ont été mesurées dans différents laboratoires, en particulier la section efficace de fission de ^{240}Pu [V.2], de ^{242}Pu [V.3], de ^{234}U [V.4]. Le même type de structure a été observé dans ces sections efficaces, confirmant ainsi les résultats expérimentaux de Saclay.

L'interprétation de ce phénomène a été proposée par E. Lynn [V.5] et H. Weigmann [V.6] d'après les travaux de V.M. Strutinsky [V.7] sur le potentiel de déformation des noyaux lourds. Celui-ci a montré que des effets de couche pouvaient encore exister aux fortes déformations. Si l'on tient compte de ces effets dans le calcul des barrières de fission, on peut obtenir des formes très différentes de celles prévues par le modèle classique de la goutte liquide. Ainsi, pour les noyaux au voisinage de N = 146, les corrections sont très importantes et conduisent à des formes de barrière dont un exemple est donné dans la figure V.1 ; ici, l'amplitude des corrections est du même ordre de grandeur que la hauteur de la barrière classique. On observe deux puits I et II dans le potentiel de déformation délimités par les deux barrières A et B.

Dans le premier puits de potentiel, on peut bâtir les états excités sur le fondamental du noyau stable à faible déformation β_o. Ce sont les états excités de classe I. De même, il existe au fond du deuxième puits de potentiel un état métastable correspondant à la déformation β_m sur lequel on peut également bâtir des états excités que l'on appelle les états de classe II. Les propriétés d'une telle barrière ont été étudiées en détail par E. Lynn et V.M. Strutinsky. Nous allons rappeler celles qui nous paraissent essentielles en nous plaçant dans le cas de la barrière schématisée sur la figure V.1 (les notations utilisées sont définies sur la même figure) :

a) à l'énergie d'excitation E_n la densité des niveaux de classe I est supérieure à la densité des niveaux de classe II ; le rapport entre les espacements moyens D_I et D_{II} est approximativement donné par la relation suivante, déduite de la relation (I.53) :

$$\frac{D_{II}}{D_I} = \frac{\rho_I}{\rho_{II}} = \left(\frac{E'_n}{E_n}\right)^{5/4} \exp 2a^{1/2}(E_n^{1/2} - E_n'^{1/2}) , \qquad (V.1)$$

en supposant que les paramètres a et σ ont la même valeur dans les deux puits ; ce rapport peut être très grand si la différence $E_n - E'_n$ est importante ;

b) si la barrière A est assez haute, la fission à partir d'un état de classe I de la partie basse du puits I est peu probable ; en particulier, la durée de vie de fission spontanée de l'état fondamental à la déformation β_o est très grande. Par contre, la probabilité de fission à partir du fondamental du puits II ne dépend que de la hauteur de la barrière B et peut être de plusieurs ordres de grandeur supérieure à la probabilité de fission à partir du fondamental du puits I. On explique ainsi l'existence des isomères de fission dont le premier fut découvert en 1963 par G.N. Flerov et col. [V.8] qui avaient mis en évidence l'existence d'un isomère $^{242}Am^*$ qui se désexcitait vers la fission avec une durée de vie de 14 ms, alors que dans son état fondamental, il a une période de fission spontanée égale à 10^{10} ans. Depuis, d'autres isomères de fission ont été découverts, dont les durées de vie vont de quelques nanosecondes à quelques millisecondes ;

c) les états de classe I et de classe II correspondent à des valeurs propres et fonctions propres de l'hamiltonien du système total ; la distinction entre classe I et classe II est due à l'importance relative de la fonction d'onde dans l'un ou l'autre des deux puits. Il y a nécessairement un couplage entre les états de classe I et les états de classe II. L'importance de celui-ci dépend des paramètres des barrières A et B et une étude détaillée des formes de couplage possible est très complexe [V.5]. Mais il est toutefois évident que, pour une forme de barrière donnée, le couplage est maximal entre un état de classe II et les états de classe I d'énergies voisines de même spin et parité ; il en résulte une pénétration beaucoup plus importante de la barrière A à partir de ces niveaux de classe I, d'où une probabilité de fission fortement augmentée dans les résonances correspondantes. La section efficace de fission, non mesurable pour des énergies d'excitation comprises entre les états de classe II, peut donc devenir mesurable pour des énergies voisines de ces états. C'est le cas typique de la section efficace de fission de ^{237}Np par les neutrons de résonances. Nous sommes en présence d'un phénomène de structure intermédiaire dans lequel les états de classe II jouent le rôle "d'états portes" dans le processus de fission.

En fait, suivant la position de l'énergie de liaison par rapport à la hauteur des barrières A et B, trois types de section efficace de fission dans le domaine des résonances, peuvent être envisagés. Ces trois types sont schématisés sur la figure V.2. Le premier type est caractérisé par une énergie de liaison

nettement au-dessus de l'une ou l'autre des deux barrières A et B ; la pénétration de la barrière est pratiquement égale à l'unité et le noyau composé va directement à la fission à partir des niveaux de classe I ; la fission n'est pas influencée par la forme de la barrière et le phénomène de structure intermédiaire n'apparaît pas ; l'étude de la section efficace de fission dans la voie correspondante relève alors de la théorie statistique directement liée à l'hypothèse de la formation du noyau composé. Dans le deuxième type, l'énergie de liaison est assez peu en dessous du sommet de la barrière A (ou de la barrière B) et la section efficace de fission est mesurable dans l'ensemble des résonances (états de classe I) indépendamment de tout couplage entre les états de classe I et les états de classe II ; l'effet de ce couplage, s'il existe, (et c'est le cas de l'exemple de la figure V.2) sera alors de moduler la section efficace de fission, les largeurs de fission Γ_f pouvant présenter, en moyenne, un maximum au voisinage d'un état de classe II, et un minimum entre deux états de classe II ; cette modulation introduit un aspect non statistique dans la section efficace de fission, plus ou moins prononcé suivant le type de couplage. Le troisième type est celui de ^{237}Np dont nous avons déjà parlé ; la fission n'apparaît que dans des groupes de résonances au voisinage des états de classe II ; ici, l'aspect non statistique est évident.

L'existence de la structure intermédiaire dans la section efficace de fission est donc liée, d'une part, à la forme des barrières, et, d'autre part, à la position de celles-ci par rapport à l'énergie de liaison du neutron (caractère fissile ou non fissile du noyau). Il est évident que, puisqu'un noyau peut présenter plusieurs voies de sortie vers la fission, la section efficace totale de fission peut être un mélange de différents types. Mais, à moins de connaître le spin des résonances, et que pour chaque état de spin il n'existe qu'une voie de sortie énergiquement accessible, il n'est pas possible de dissocier les différentes composantes dans la section efficace de fission expérimentale. Aussi, d'une façon générale, si une structure existe dans l'une des composantes, sa mise en évidence ne peut être faite qu'à partir de la section efficace totale de fission ; on pourra alors appliquer des tests statistiques aux sections efficaces de fission moyennes expérimentales, ces tests pouvant porter sur les coefficients d'autocorrélation dans les sections efficaces moyennes ou sur la variance de ces sections efficaces ; on ne pourra toutefois obtenir de résultats positifs que si l'effet de structure intermédiaire est suffisamment important par rapport aux fluctuations qui existent d'une façon naturelle dans les sections efficaces (fluctuations statistiques et fluctuations de Porter et Thomas sur les paramètres de résonances) ; on remarquera en plus que d'autres raisons, inhérentes aux méthodes statistiques

elles-mêmes, existent et pour lesquelles l'interprétation des anomalies apparaissant dans les tests est assez difficile ; une étude détaillée en a été faite par R. Perez et G. De Saussure [V.12].

En ce qui concerne ^{239}Pu, l'analyse faite aux chapitres III et IV a montré que l'on pouvait expliquer la section efficace de fission par la présence de trois composantes. Une première composante est due à une voie 0^+ complètement ouverte (elle confère à ^{239}Pu le caractère de noyau fissile) ; une deuxième composante est due à une autre voie 0^+, la hauteur de la barrière correspondante se situant au voisinage de l'énergie de liaison du neutron ; une troisième composante est due à une voie 1^+ dont la barrière est à environ 200 keV au-dessus de l'énergie de liaison. La première composante est, en moyenne, sept fois plus importante que la seconde et environ deux fois plus importante que la troisième. La structure intermédiaire peut exister dans les deux dernières composantes. La recherche de cette structure a déjà été faite par plusieurs auteurs en appliquant des tests statistiques aux sections efficaces totales de fission mesurées dans différents laboratoires [V.10-V.11]. Les résultats ont été peu convaincants à cause principalement de l'importance de la composante due à la première voie 0^+. Ces recherches ont été entreprises antérieurement à l'analyse détaillée que nous avons faite des paramètres de résonances jusqu'à l'énergie de neutron de 660 eV et qui nous a permis d'identifier la presque totalité des résonances 1^+ de 0 à 660 eV. On connaît la largeur de fission de la plupart de ces résonances ; il est donc possible, dans ce cas particulier, d'étudier le comportement des largeurs moyennes de fission de l'état 1^+ en fonction de l'énergie sur un intervalle d'énergie que l'on peut espérer être du même ordre de grandeur que l'espacement moyen des états de classe II éventuels.

Quoique l'on ne puisse espérer obtenir de résultats définitifs à partir de l'étude des sections efficaces moyennes de fission totales, nous allons quand même donner quelques précisions sur cet aspect du problème. La suite de ce chapitre comportera donc deux parties :

i) étude des sections efficaces moyennes de fission ;
ii) étude particulière des largeurs de fission de la voie 1^+.

V.2 ETUDE DE LA SECTION EFFICACE MOYENNE DE FISSION

V.2.1 Généralités

La section efficace moyenne de fission dans un intervalle d'énergie W est donnée par la relation :

$$x_i(W) = \frac{1}{W} \int_{E_i - \frac{1}{2}W}^{E_i + \frac{1}{2}W} \sigma_f(E)\sqrt{E}\, dE \qquad (V.2)$$

qui correspond, en réalité, sur la section efficace expérimentale, à :

$$x_i(W) = \frac{1}{W} \sum_{j=N_1}^{j=N_2-1} \sigma_f(E_j)\sqrt{E_j}\, \Delta E_j \qquad (V.3)$$

N_2-N_1 est le nombre de points de mesure dans l'intervalle W centré sur l'énergie E_i ; dans le cas d'une mesure par temps-de-vol, E_j est l'énergie moyenne et ΔE_j la largeur du $j^{ème}$ canal du sélecteur de temps-de-vol ; $\sigma_f(E_j)$ représente déjà la section efficace moyenne de fission dans l'intervalle d'énergie ΔE_j centré sur E_j. Le facteur $\sqrt{E}$ permet de s'affranchir de la variation en $1/\sqrt{E}$ de la section efficace à basse énergie.

Si l'intervalle total d'énergie à étudier, $E_{max} - E_{min}$ est divisé en n intervalles partiels tels que : $E_{max} - E_{min} = nW$, on peut calculer n valeurs de la section efficace moyenne $x_i(W)$ correspondant aux énergies moyennes : $E_i = E_{min} + i\,\frac{W}{2}$, i variant de 1 à n. L'étude de ces n valeurs permet de connaître le comportement de la section efficace de fission moyenne en fonction de l'énergie. Celle-ci peut être également exprimée en fonction des paramètres moyens des résonances. L'importance des fluctuations de $x_i(W)$ autour de sa valeur moyenne $< x_i(W) >$ dépend alors du nombre N de résonances dans un intervalle W, c'est-à-dire de la largeur de cet intervalle. Ces fluctuations traduisent ce que l'on appelle communément les fluctuations de Porter et Thomas sur les paramètres de résonances (qui sont distribués suivant des lois en χ^2 à faible degré de liberté, du moins en ce qui concerne les largeurs neutroniques réduites et les largeurs de fission). Elles deviennent faibles si N est grand, c'est-à-dire si W est très supérieur à l'espacement moyen des résonances. Dans ce cas, la loi de distribution de $x_i(W)$ est voisine d'une gaussienne centrée sur une valeur moyenne égale à celle que l'on peut calculer

avec les paramètres moyens caractéristiques du noyau étudié. La variance de cette distribution peut être elle-même exprimée en fonction de W et des paramètres moyens. De plus, les coefficients d'autocorrélation dans la série $x_i(W)$ doivent être en principe nuls.

Cette description des sections efficaces moyennes n'est évidemment valable que dans le cadre du modèle statistique ; elle exclut toute corrélation entre les paramètres de résonances et toute structure intermédiaire dans la section efficace totale (voie d'entrée) et dans les sections efficaces de réaction (voie de sortie). C'est dans ce sens que toute anomalie constatée dans le comportement statistique des sections efficaces moyennes peut être un indice de structure intermédiaire.

Dans les chapitres précédents nous avons déterminé les paramètres moyens des résonances induites par les neutrons "s". La reproduction des sections efficaces moyennes à partir de ces paramètres ne peut donc être exacte que dans les intervalles d'énergie où l'influence des ondes "p" reste négligeable. Pour ^{239}Pu, la fonction densité S_1 correspondant aux ondes "p" est assez mal connue ; on peut toutefois admettre qu'un bon ordre de grandeur est donné par la valeur $S_1 = 2{,}3\times10^{-4}$ [V.16] ; une évaluation des paramètres moyens de fission dans les voies 0^-, 1^- et 2^- accessibles par les neutrons "p" peut être trouvée en [V.17]. De cette évaluation on peut conclure que la contribution des ondes "p" à la section efficace totale ou à la section efficace de fission est inférieure à 2 % pour des neutrons de 2 keV et inférieure à 10 % pour des neutrons de 5 keV. Dans les deux paragraphes suivants, où l'étude portera sur les sections efficaces de fission dans l'intervalle d'énergie de 40 eV à 4000 eV, nous négligerons cette contribution.

V.2.2 *Etude des coefficients d'autocorrélation dans la série $x_i(W)$*

Le coefficient d'autocorrélation d'ordre k de la série des n valeurs de $x_i(W)$ est donné par la relation suivante :

$$r_k = \frac{\mathrm{cov}\left[x_i(W), x_{i+k}(W)\right]}{\left[\mathrm{var}\ x_i(W)\right]^{1/2}\left[\mathrm{var}\ x_{i+k}(W)\right]^{1/2}} \qquad (V.4)$$

avec :

$$\mathrm{cov}\left[x_i(W), x_{i+k}(W)\right] = \langle x_i(W)\, x_{i+k}(W)\rangle - \langle x_i(W)\rangle \langle x_{i+k}(W)\rangle \ .$$

Dans un modèle purement statistique, les valeurs de r_k doivent être distribuées normalement autour d'une valeur moyenne nulle ; l'erreur sur chaque valeur est due aux erreurs statistiques expérimentales, aux fluctuations de Porter et Thomas sur les paramètres de résonances et au nombre fini N des éléments de la série d'autocorrélation. Si W est assez grand, cette dernière cause d'erreur est prépondérante ; elle est alors peu différente de $(1 - r_k^2)/\sqrt{N}$ pourvu que N soit assez grand et r_k suffisamment faible devant l'unité.

Si la section efficace totale de fission est modulée par une composante comportant une structure intermédiaire, des valeurs anormalement élevées de r_k peuvent apparaître. Ainsi dans le cas d'une modulation périodique de période T, on devrait observer des maximums de r_k pour kW = nT (corrélation) et des minimums pour kW = $(n + \frac{1}{2})$ T (anticorrélation). En fait, si les modulations existent, elles sont dues à un couplage entre des états de classe I et des états de classe II et ceux-ci ne sont pas régulièrement espacés en énergie (distribution de Wigner avec un espacement moyen D_{II}). On ne doit donc pas s'attendre à une variation périodique de r_k en fonction de kW. Le phénomène doit plutôt s'apparenter à la modulation d'un bruit par un autre bruit à fréquence moyenne beaucoup plus faible.

Pourtant, les premiers autocorrélogrammes qui ont été étudiés sur la section efficace de fission de ^{239}Pu présentent un aspect quasi-périodique [V.10-V.11]. C'est le cas de celui de la figure V.3.a, obtenu entre 40 eV et 4000 eV sur la section efficace de fission mesurée à Saclay. Des pics sont observés dans l'autocorrélogramme avec un espacement moyen de 450 eV ; pour kW = 480 eV, la valeur de r_k est particulièrement élevée et égale à 0,265 ; ceci a été considéré au départ comme une évidence de structure intermédiaire. La valeur très élevée de r_1 est due à la structure résonnante 0^+ dont l'espacement moyen est égal à 9,6 eV.

La figure V.3.b présente un autre autocorrélogramme obtenu dans l'intervalle d'énergie de 1000 à 4000 eV. La structure quasi-périodique a disparu ; on retrouve la valeur élevée de r_1, mais le coefficient observé pour kW = 480 eV passe à une valeur non anormale de 0,14. Par contre, pour kW = 1440 eV, on trouve une valeur de 0,26 alors que dans la figure précédente, elle n'est que de 0,14. On remarque également des valeurs fortement négatives (de l'ordre de -0,25) pour kW = 720 eV et 1220 eV. Il est évident que l'on ne peut pas tirer les mêmes conclusions de l'observation de l'un ou de l'autre de ces deux autocorrélogrammes ; leur aspect dépend fortement de la zone d'énergie à partir de laquelle ils ont été obtenus, ce qui rend leur interprétation très ambiguë.

Aussi, aucune conclusion définitive ne peut en être tirée au sujet de l'existence d'une structure intermédiaire dans la section efficace de fission de ^{239}Pu ; tout au plus, l'existence de coefficient très élevé peut-elle être un indice de structure. Les mêmes conclusions ont été obtenues par R.B. Perez et G. De Saussure [V.12] ; ils ont, en particulier, montré le rôle joué par les fluctuations de Porter et Thomas sur les paramètres de résonances et par la limitation de la zone d'énergie dans laquelle on calcule les coefficients d'autocorrélation (effet de bord fini), ce dernier effet étant responsable de la nature oscillatoire de certains autocorrélogrammes. Dans ce cas, il n'y a aucune raison pour que les autocorrélogrammes déduits de la section efficace totale ne présentent les mêmes aspects que ceux déduits, dans les mêmes conditions, de la section efficace de fission ; ainsi, celui présenté sur la figure V.4 et déduit de la section efficace totale entre 40 eV et 1000 eV a les mêmes caractéristiques que celui de la figure V.3.a.

V.2.3 Variance théorique et variance expérimentale de $x_i(W)$

L'étude théorique de la variance de $x_i(W)$ a été faite par J.M. Hammersley et A.M. Lane, et complétée par P.A. Egelstaff [V.13-V.14]. A condition que W soit assez grand devant l'espacement moyen des résonances et en l'absence d'effets non statistiques dans les processus de réaction, cette variance est reliée aux paramètres moyens des niveaux par l'expression :

$$\frac{\text{var } x_i(W)}{< x_i(W) >^2} = \frac{< D >}{W} \times \frac{g_1(F_f)_1 + g_2(F_f)_2 p^2}{(g_1 + g_2\, p)^2} \quad ; \qquad (V.5)$$

g_1 et g_2 sont les facteurs statistiques correspondant au spin J_1 et J_2 du noyau composé (neutrons "s") ;

$$F_f = \frac{\text{var } \Gamma_n^\circ}{< \Gamma_n^\circ >^2} + \frac{\text{var } D}{< D >^2} + \frac{\text{var}(\Gamma_f/\Gamma)}{< \Gamma_f/\Gamma >^2}$$

pour chaque état de spin, et :

$$p = (\Gamma_f/\Gamma)_{J_2} \Big/ (\Gamma_f/\Gamma)_{J_1} \quad .$$

Dans ce cas, pour un noyau donné, la quantité :

$$R(W) = W \times \frac{\text{var } x_i(W)}{< x_i(W) >^2} \qquad (V.6)$$

doit être indépendante de W.

La valeur de R(W) peut être calculée à partir des paramètres moyens établis au chapitre III. Les largeurs neutroniques réduites sont distribuées suivant une loi de Porter et Thomas ; donc :

$$\frac{\text{var } \Gamma^\circ_n}{< \Gamma^\circ_n >^2} = \frac{2}{1} = 2 \cdot$$

Si l'on assimile la distribution de Wigner des espacements à une loi en χ^2 à 7,33 degrés de liberté, on a :

$$\frac{\text{var } D}{< D >^2} = \frac{2}{7,33} = 0,27 \quad ;$$

F_f et p peuvent être déterminés directement à partir des paramètres de résonances isolées. On obtient :

$$< \Gamma_f/\Gamma >_{1^+} = 0,319 \quad , \qquad < \Gamma_f/\Gamma >_{0^+} = 0,845 \quad , \qquad p = 2,65 \quad ,$$

$$\frac{\text{var} < \Gamma_f/\Gamma >_{1^+}}{< \Gamma_f/\Gamma >^2_{1^+}} = 0,483 \quad ,$$

$$\frac{\text{var} < \Gamma_f/\Gamma >_{0^+}}{< \Gamma_f/\Gamma >_{0^+}} = 0,059 \quad .$$

On tire finalement de la relation (V.5) :

$$R(W) = 7,4$$

Les valeurs expérimentales de R(W) peuvent être déduites directement de la section efficace de fission expérimentale en utilisant la relation (V.6) et comparée à la valeur précédente. Les résultats obtenus dans différents intervalles d'énergie sont portés sur la figure V.5. La courbe 1 correspond

aux sections efficaces moyennes évaluées entre 40 et 4040 eV d'énergie de neutrons pour des valeurs de W variant de 40 à 400 eV ; R(W) est alors une fonction croissante de W et varie d'une valeur voisine de 8 à une valeur voisine de 16. La courbe 2 correspond à l'intervalle d'énergie de 1000 eV à 4000 eV ; si on excepte les deux premières valeurs (obtenues pour W égal à 40 et 50 eV), R(W) reste à peu près constant autour d'une valeur moyenne égale à 7,90 qui est peu différente de la valeur théorique 7,40 prévue par la formule d'Egelstaff. On retrouve la même difficulté d'interprétation que pour les autocorrélogrammes. Le comportement de R(W) en fonction de W dépend de l'intervalle d'énergie dans lequel on calcule les sections efficaces moyennes. Ainsi, l'anomalie observée dans l'intervalle 40 eV à 4040 eV ne peut être considérée comme une évidence de structure intermédiaire dans la section efficace de fission de ^{239}Pu, car elle disparaît pratiquement si l'on se limite à l'intervalle de 1000 eV à 4000 eV. En fait, la section efficace moyenne $< \sigma_f \sqrt{E} >$ est égale à 230 barn-eV$^{1/2}$ au-dessous de 1 keV, alors que, entre 1 keV et 4 keV, elle n'est que de 172 barn-eV$^{1/2}$. Cela est du aux valeurs particulièrement importantes de la section efficace moyenne aux environs de 100 eV, 300 eV et 500 eV, et suffit à expliquer les différences entre la courbe 1 et la courbe 2 de la figure V.5.

V.3 ETUDE PARTICULIERE DES LARGEURS MOYENNES DE FISSION DE LA VOIE 1^+

Un simple examen visuel de la section efficace totale et de la section efficace de fission au voisinage de 600 eV d'énergie de neutrons montre déjà l'évanouissement d'un nombre important de résonances étroites dans la section efficace de fission, sans que cela soit un effet de résolution, les résonances étroites réapparaissant au-delà de 650 eV (fig. V.6). Les résultats de l'analyse des résonances individuelles montrent effectivement une diminution systématique des largeurs de fission des résonances étroites à partir d'une énergie de 540 eV. Il semble donc qu'il y ait des fluctuations importantes dans les largeurs de fission moyennes dans la voie 1^+. Nous allons d'abord mettre en évidence ces fluctuations par une étude systématique des largeurs de fission dans les six intervalles d'énergie de 110 eV entre 0 et 660 eV. Nous examinerons ensuite dans quelle mesure ces fluctuations sont compatibles avec le modèle statistique.

V.3.1 Etude des largeurs moyennes de fission par intervalle de 110 eV

Les distributions intégrales des largeurs de fission correspondant aux six intervalles d'énergie sont présentés sur la figure V.7 ; les courbes

théoriques ont été calculées par la méthode décrite dans le chapitre III (§ III.2) et les valeurs moyennes obtenues pour les deux états de spin sont rassemblées dans le tableau V.1. Etant donnée l'importance accordée dans ce paragraphe à ces valeurs moyennes, il paraît utile de les comparer aux valeurs que l'on peut obtenir par d'autres méthodes. Aussi, nous avons porté sur le même tableau les moyennes arithmétiques que l'on peut obtenir directement à partir du classement par état de spin fait dans le chapitre III (§ III.7). Pour l'état de spin 1^+, deux valeurs moyennes peuvent être calculées : une première valeur concernant les résonances qui ont été identifiées comme étant des résonances de l'état de spin 1^+ et une deuxième valeur concernant toutes les résonances non attribuées 0^+ (nous avons vu en § III.7 que la grande majorité des résonances à spin non attribué appartient à l'état de spin 1^+) ; la première valeur est en général inférieure à la deuxième, et ceci pour deux raisons :

i) il y a un effet systématique dû à la mesure de diffusion (à partir de laquelle la plupart des spins 1^+ a été déterminée) ; en effet, l'aire d'une résonance de diffusion est proportionnelle à $g\Gamma_n^2/\Gamma$; la largeur de capture radiative est à peu près constante et la largeur neutronique Γ_n est en général petite ; ainsi, si une résonance a une largeur de fission Γ_f élevée, la largeur totale Γ l'est également et l'aire de diffusion est alors faible. Il y a donc une probabilité plus importante de manquer les grandes largeurs Γ_f dans l'attribution du spin des résonances 1^+;

ii) l'attribution du spin 1^+ à toutes les résonances dont le spin n'a pas pu être attribué par une méthode directe ou indirecte, comporte évidemment le risque d'inclure dans ce groupe quelques résonances de l'état 0^+ ; celles-ci étant en moyenne plus larges, il peut en résulter une augmentation sensible des largeurs moyennes de fission.

On peut donc admettre que les deux moyennes arithmétiques constituent une limite inférieure et une limite supérieure entre lesquelles on doit s'attendre à trouver les valeurs obtenues en adaptant une distribution théorique aux histogrammes expérimentaux concernant l'ensemble des résonances. Ceci est assez bien réalisé. Les erreurs portées dans le tableau V.1 sont les erreurs statistiques expérimentales et les erreurs d'échantillonnage ; l'erreur totale est prise comme étant la somme de ces deux erreurs. Sur chaque valeur, l'erreur statistique expérimentale est prise égale à :

$$\left[\sum_i (\Delta\Gamma_{f_i})^2\right]^{1/2}/N$$

et l'erreur d'échantillonnage à :

$$(2/N)^{1/2} < \Gamma_f > \ ,$$

N étant le nombre de résonances ayant servi à déterminer la valeur moyenne.

Toutes les valeurs sont corrigées de 3,5 meV pour tenir compte de la réaction (n,γf).

Compte tenu des barres d'erreur, qui sont importantes surtout en ce qui concerne les erreurs d'échantillonnage, les fluctuations sur $< \Gamma_f >_{0^+}$ ne semblent pas significatives. Nous n'étudierons donc pas ici la possibilité d'un effet non statistique dans la section efficace de fission des voies 0^+, effet qui pourrait être dû à une structure intermédiaire dans une voie 0^+ donnant lieu à une fission sous le seuil (composante qui semble être révélée par l'analyse multiniveaux) ; cet effet, s'il existe, ne peut être mis en évidence, d'une part à cause de l'importance de la composante de la voie ouverte, et, d'autre part, à cause de l'échantillonnage trop pauvre en résonances 0^+ dans les six intervalles envisagés.

Par contre, les valeurs de $< \Gamma_f >_{1^+}$ doivent être examinées très attentivement. Les erreurs sont relativement plus faibles, et les valeurs moyennes semblent être incompatibles avec une valeur unique. Les valeurs extrêmes sont les suivantes :

intervalle d'énergie	valeurs sous-estimées (en meV)	valeurs surestimées (en meV)
330 à 440 eV	$23 \leqslant <\Gamma_f>_{1^+} \leqslant 59$	$40 \leqslant <\Gamma_f>_{1^+} \leqslant 80$
550 à 660 eV	$2,8 \leqslant <\Gamma_f>_{1^+} \leqslant 10,6$	$3,7 \leqslant <\Gamma_f>_{1^+} \leqslant 10,7$

Les valeurs de $< \Gamma_f >_{1^+}$ ont été portées sur la figure V.8. Nous avons également porté sur la même figure les valeurs de α (section efficace de capture/section efficace de fission) évaluées dans les mêmes intervalles d'énergie, ceci pour montrer que les fluctuations de $< \Gamma_f >_{1^+}$ sont réelles et se répercutent sur les valeurs de α. Les zones hachurées représentent

les valeurs de α obtenues par des mesures directes [V.15]. Les points représentent celles qui ont été calculées d'après nos paramètres en utilisant la relation suivante :

$$\alpha = \frac{(\sigma_o \Gamma_\gamma)_{0^+} + (\sigma_o \Gamma_\gamma)_{1^+}}{(\sigma_o \Gamma_f)_{0^+} + (\sigma_o \Gamma_f)_{1^+}} \qquad (V.7)$$

avec les valeurs du tableau V.2. Il y a un très bon accord avec les valeurs mesurées et celles-ci suivent remarquablement bien les fluctuations de $< \Gamma_f >_{1^+}$.

V.3.2 Tests statistiques appliqués aux paramètres de résonances

Les fluctuations que nous venons de mettre en évidence constituent déjà une forte présomption en faveur de l'existence d'une structure intermédiaire dans la voie de fission 1^+. Il est bon toutefois de pouvoir chiffrer la probabilité de trouver de telles fluctuations, l'hypothèse statistique étant supposée vérifiée. Pour cela, nous avons utilisé deux tests : le premier, basé sur la méthode de Monte-Carlo, est appliqué aux largeurs moyennes de fission $< \Gamma_f >_{1^+}$; le second, basé sur la méthode Wald et Wolfowitz, est appliqué aux largeurs neutroniques réduites et aux largeurs de fission des deux états de spin.

V.3.2.a Test de Monte-Carlo sur les largeurs moyennes $< \Gamma_f >_{1^+}$. Par cette méthode, nous avons construit des ensembles de paramètres de résonances dans 120 intervalles d'énergie de 110 eV. Pour que les résultats du test soient en tout point comparables aux résultats expérimentaux, nous avons inclus la contribution des voies 0^+. Dans chaque intervalle d'énergie, les paramètres des résonances ont été choisis au hasard dans un ensemble de valeurs distribuées suivant les lois et avec les valeurs moyennes déterminées expérimentalement au chapitre III.

Par un autre souci de similitude avec l'analyse des résultats expérimentaux, nous avons éliminé, d'une part, les niveaux dont la largeur neutronique réduite était inférieure à 0,004 meV (limite au-dessous de laquelle il n'a pas été possible de détecter des résonances dans la section efficace totale décrite dans le chapitre III) et, d'autre part, les niveaux dont la largeur totale de fission $(\Gamma_f + \Gamma_{\gamma f})$ était inférieure à 4 meV (aucune largeur inférieure à cette limite n'a été détectée dans la section efficace de fission analysée dans le chapitre III).

Les 120 histogrammes obtenus ont été analysés par la même méthode que dans le paragraphe V.3.1 ; un exemple est donné dans la figure V.9 . La dis-

tribution des largeurs moyennes de fission $< \Gamma_f >_{l+}$ obtenues est représentée sur la figure V.10. La loi de distribution correspondante est à peu près une gaussienne d'écart type σ = 10 meV centrée sur la valeur moyenne 32,5 meV. On en déduit que la probabilité de mesurer une valeur de $< \Gamma_f >_{l+}$ inférieure ou égale à 5,4 meV est égale à 0,34 %. Il y a donc très peu de chance pour que la diminution de $< \Gamma_f >_{l+}$ dans l'intervalle 550 à 660 eV soit due à un effet purement statistique.

V.3.2.b Test de Wald et Wolfowitz appliqué aux largeurs neutroniques réduites et aux largeurs de fission : Ce test, dont l'utilisation a été suggérée par G.D. James [V.18] concerne la répartition des paramètres de résonances par rapport à une valeur de référence donnée, les résonances étant disposées dans leur ordre d'énergie. Si on désigne par a la probabilité de trouver, à partir d'une énergie quelconque, un paramètre supérieur à la valeur de référence (1-a étant alors la probabilité de le trouver à une valeur inférieure) et en l'absence de corrélation entre les paramètres, la probabilité de trouver h valeurs hautes et b valeurs basses dans un intervalle d'énergie contenant n résonances est donnée par la relation :

$$p(b) = \frac{n(n-1) \ldots (n-b+1)}{b!} a^{n-b} (1-a)^b .$$

Si l'on fait a = 1 - a = 1/2, on obtient la probabilité de tirer h fois pile et b fois face (ou inversement) quand on lance n fois une pièce parfaitement équilibrée.

Il existe un grand nombre de répartitions possibles correspondant à un couple donné (h,b) ; ces répartitions peuvent être associées en groupes caractérisés par le nombre N de séquences ininterrompues de valeurs hautes ou de valeurs basses ; ainsi, si N = 2, les h valeurs hautes sont consécutives, de même que les b valeurs basses ; et si N = n, on rencontre alternativement une valeur haute et une valeur basse. A. Wald et A. Wolfowitz [V.19] ont montré que les valeurs possibles de N sont distribuées suivant une loi de probabilité correspondant à une espérance mathématique :

$$E(N) = \frac{2hb}{h+b} + 1$$

et à une variance :

$$\sigma^2(N) = \frac{2hb(2hb-h-b)}{(h+b)^2(h+b-1)} .$$

Si h et b sont suffisamment grands (supérieurs à 5), la loi est approximativement gaussienne. Ce sera le cas pour tous les ensembles de paramètres que nous aurons à envisager.

On peut choisir la valeur de référence de telle façon qu'il y ait, à une unité près, autant de valeurs hautes que de valeurs basses ; c'est la valeur médiane. Dans ce cas, $h = b = n/2$ si n est pair, et $h = b-1 = (n-1)/2$ si n est impair. On a alors, pourvu que n soit suffisamment grand devant l'unité :

$$E(N) \simeq \frac{n}{2}$$

et :

$$\sigma^2(N) \simeq \frac{n}{4} \cdot$$

On doit donc s'attendre, dans le cas d'une distribution purement statistique des paramètres de résonances, à un nombre de séquences ininterrompues voisin de la moitié du nombre n de résonances, les paramètres étant classés, dans l'ordre des énergies, par rapport à leur valeur médiane. Quel que soit le nombre N_{obs} de séquences observées, on peut calculer la probabilité de trouver un écart $|E(N) - N|$ supérieur ou égal à l'écart observé, l'hypothèse statistique étant supposée vérifiée. Dans le cas d'une distribution gaussienne de N, cette probabilité est égale à :

$$P(N_{obs}) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_{\frac{|E(N) - N_{obs}| - \frac{1}{2}}{\sigma(N)}}^{\infty} e^{-\frac{x^2}{2}} dx$$

($-\frac{1}{2}$ tient compte de la nature discrète de N).

Nous avons appliqué le test aux largeurs neutroniques réduites et aux largeurs de fission de 62 résonances de l'état de spin 0^+ et de 190 résonances de l'état de spin 1^+. Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau V.3. Les largeurs neutroniques réduites des deux états de spin et les largeurs de fission des résonances 0^+ ont un comportement statistique normal. Par contre, pour les largeurs de fission de la voie 1^+, $P(N_{obs})$ n'est que de 2°/oo ; il y a donc très probablement un effet non statistique dans cette voie de fission, effet qui n'existe pas dans la voie d'entrée.

V.4 CONCLUSION

Nous avons vu que la recherche d'une structure intermédiaire à courte portée dans la section efficace de fission de ^{239}Pu est suggérée par le fait que, au moins une composante de cette section efficace, est due à une fission sous le seuil ; cette recherche est gênée par la composante principale qui est due à une voie 0^+ complètement ouverte. En particulier, les fluctuations de Porter et Thomas sur les paramètres de résonances relatifs à cette voie prennent beaucoup d'importance par rapport aux fluctuations qui seraient dues à une structure intermédiaire dans les voies peu ouvertes. Aussi, l'utilisation de tests statistiques appliquée à la section efficace de fission globale est-elle assez décevante ; les anomalies rencontrées sont souvent dues aux défauts inhérents aux méthodes utilisées. Certes, un indice de structure est donné par l'existence de pics anormalement élevés dans les autocorrélogrammes de la section efficace de fission, mais ces pics existent également dans les autocorrélogrammes de la section efficace totale et ne sont donc pas caractéristiques des voies de fission. De plus, le pic qui a été considéré par différents auteurs comme le plus significatif (kW = 480 eV) caractérise seulement les sections efficaces au-dessous de 1 keV ; il n'existe pas dans les autocorrélogrammes des sections efficaces de 1 keV à 4 keV ; dans cet intervalle d'énergie, la section efficace totale de fission semble avoir un comportement statistique normal. Si un effet non statistique existe dans une des voies de fission peu ouvertes, il n'est donc pas suffisamment prononcé pour être détecté par les techniques habituelles appliquées aux sections efficaces moyennes.

En fait, cet effet non statistique existe très probablement dans la section efficace de fission de la voie 1^+ et a pu être révélé par l'étude particulière des largeurs de fission relatives à cette voie. Il peut être expliqué par le couplage entre les états de classe I et de classe II du potentiel à double maximum de Strutinsky, l'effet de couplage passant par un minimum au voisinage d'une énergie de neutron égale à 600 eV ; cette énergie se situerait entre deux états de classe II particulièrement espacés. Mais aucune information précise ne peut être déduite en ce qui concerne la forme du potentiel de Strutinsky relatif au noyau ^{240}Pu ; pour cela, il faudrait connaître l'espacement moyen des niveaux de classe II, ce qui est impossible à partir de l'observation d'un seul minimum caractéristique dans la section efficace de fission de la voie 1^+.

Chapitre V

REFERENCES

[V.1] D. Paya et al., Nucl. Data for Reactors, I.A.E.A. Vienne (1967), vol.II, p.128.

D. Paya et al., J. Phys., supl.n°1, 29, C1-159 (1968).

[V.2] E. Migneco et J.P. Theobald, Nucl. Phys. A112 (1968) 603.

[V.3] G.D. James et E.R. Rae, Nucl. Phys. A123 (1969) 24.

[V.4] G.D. James et G.G. Slaugther, Nucl. Phys. A139 (1969) 471.

[V.5] J.E. Lynn, "Nuclear Structure", Dubna Symposium, I.A.E.A. Vienne (1968), 463.

[V.6] H. Weigmann, Zeit. Phys. 214 (1968) 7.

[V.7] V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. A95 (1967) 420.

[V.8] G.N. Flerov et al., J.E.T.P. 45 (1963) 1396.

[V.9] A.G. Worthing et J. Geffner, Treatment of Experimental Data, John Wiley and Sons, New-York (1950), p.281.

[V.10] J. Blons et al., Cpte-Rendu Acad. Sci. 267 (1968) 901.

D. Paya et al., Second Symposium of the Physic and Chemistry of Fission, I.A.E.A. Vienne (juillet-août 1969), SM-122/90.

[V.11] B.H. Patrick et G.D. James, Phys. Lett. 28B (1968) 258.

[V.12] R.B. Perez et G. De Saussure, Second Symposium of the Physic and Chemistry of fission, I.A.E.A. Vienne (1969), SM-122/121.

[V.13] P.A. Egelstaff, Proc. Phys. Soc. (1958) p.910.

[V.14] P.A. Egelstaff, J. Nucl. Energy, 7 (1958) 35.

[V.15] M.G. Sowerby, Meeting on the value of α of ^{239}Pu, Winfrith, U.K. (June 1969).

[V.16] C.M. Newstead, J. Delaroche et B. Cauvin, Statistical Properties of Nuclei (Albany Conf., 23-27 août 1971), p.367.

[V.17] P. Ribon et G. Lecoq, Note C.E.A. N-1484.

[V.18] G.D. James, A.E.R.E. R-6633 (1971).

[V.19] A. Wald et A. Wolfowitz, An. Math. Stat. XI n°2 (1940).

Tableau V.1

LARGEURS MOYENNES DE FISSION EN FONCTION DE L'ENERGIE

Zones d'énergie (eV)	RESONANCES 1^+						RESONANCES 0^+					
	$\langle \Gamma_f \rangle_{1^+}$ (meV) (1)	$\langle \Gamma_f \rangle_{1^+}$ (meV) (2)	Nombre de niveaux	Erreur statistique	Erreur d'échantillonnage	Erreur totale (meV)	$\langle \Gamma_f \rangle_{0^+}$ (meV) (1)	$\langle \Gamma_f \rangle_{0^+}$ (meV) (3)	Nombre de niveaux	Erreur statistique	Erreur d'échantillonnage	Erreur totale (meV)
0 - 110	41,2	34,7 35,3	27 29	2 2	10 9	12 11	2065	1820	12	620	730	1350
110 - 220	30,0	28,4 38,1	15 26	2 2	10 9	12 11	970	903	14	100	320	420
220 - 330	22,1	23,0 33,8	21 27	2 3	7 7	9 10	3302	3370	9	860	1580	2440
330 - 440	43,4	41,0 60,2	14 25	3 4	15 16	18 20	3285	2748	10	170	1240	1410
440 - 550	38,3	31,9 41,4	12 19	7 9	13 12	20 21	2352	2469	11	1060	1020	2080
550 - 660	5,4	6,7 7,2	15 23	1,3 1,3	2,6 2,2	3,9 3,5	1800	2560	4	800	1800	2600

(1) Valeurs déduites de l'analyse des histogrammes expérimentaux (Fig.V.7) ;

(2) Moyennes arithmétiques ; la première valeur correspond aux résonances dont le spin est connu avec certitude ; la seconde valeur comprend également les résonances dont le spin n'est pas attribué ;

(3) Moyennes arithmétiques.

Tableau V.2

EVALUATION DE α(E) A PARTIR DES PARAMETRES DE RESONANCES

Gamme d'énergie (eV)	$\sum \sigma_o \Gamma_\gamma$ 0^+ (b.eV)	$\sum \sigma_o \Gamma_\gamma$ 1^+ (b.eV)	$\sum \sigma_o \Gamma_\gamma$ $0^+ + 1^+$ (b.eV)	$\sum \sigma_o \Gamma_f$ 0^+ (b.eV)	$\sum \sigma_o \Gamma_f$ 1^+ (b.eV)	$\sum \sigma_o \Gamma_f$ $0^+ + 1^+$ (b.eV)	α(E)
100 - 200	112	824	936	687	482	1169	0,801
200 - 300	33	936	969	540	565	1105	0,877
300 - 400	58	478	536	164	303	467	1,147
400 - 500	14	219	233	328	254	582	0,401
500 - 600	53	475	528	668	285	953	0,553
600 - 660	1	300	301	68	70	138	2,18

Tableau V.3

Paramètre	J^{π}	$P(N_{obs})$
Γ_n°	0^+	0,70
Γ_n°	1^+	0,72
Γ_f	0^+	0,99
Γ_f	1^+	0,002

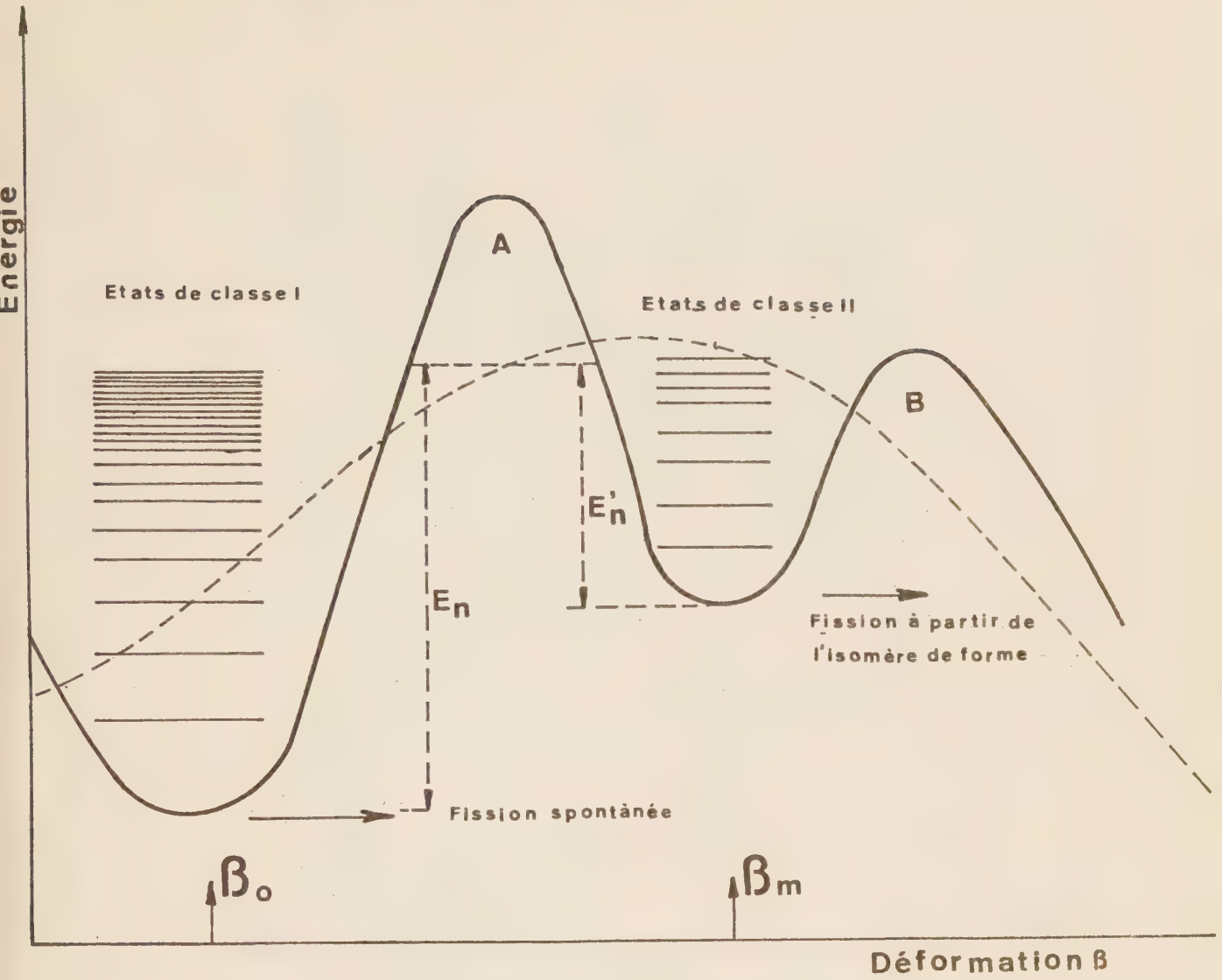


Fig.V.1

Schéma d'une barrière de fission telle qu'on l'obtient par correction d'effets de couches sur le modèle classique de la goutte liquide (la forme de la barrière due au modèle de la goutte liquide est représentée en pointillés).

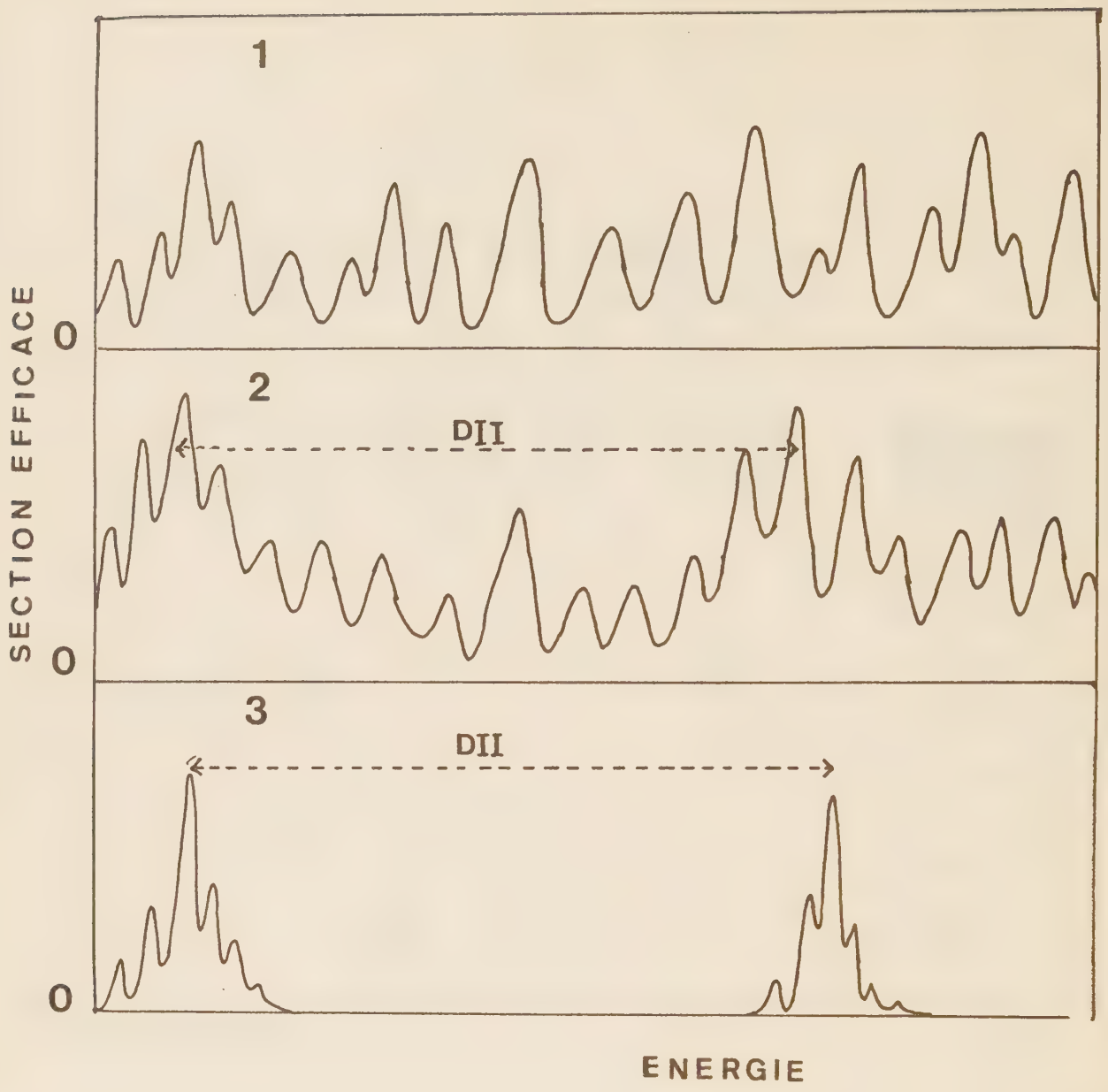


Fig.V.2

Schéma de sections efficaces de fission telles qu'elles doivent apparaître en présence d'une barrière de fission à deux maximums

Sur la figure 1, l'effet de couplage états de classeI-états de classe II n'apparaît pas ($E \gg E_f$) ;

Sur la figure 2, le couplage a pour effet de moduler la section efficace de fission (E légèrement inférieur à E_f) ;

Sur la figure 3, les résonances (états de classe I) n'apparaissent qu'au voisinage immédiat des états de classe II ($E \ll E_f$).

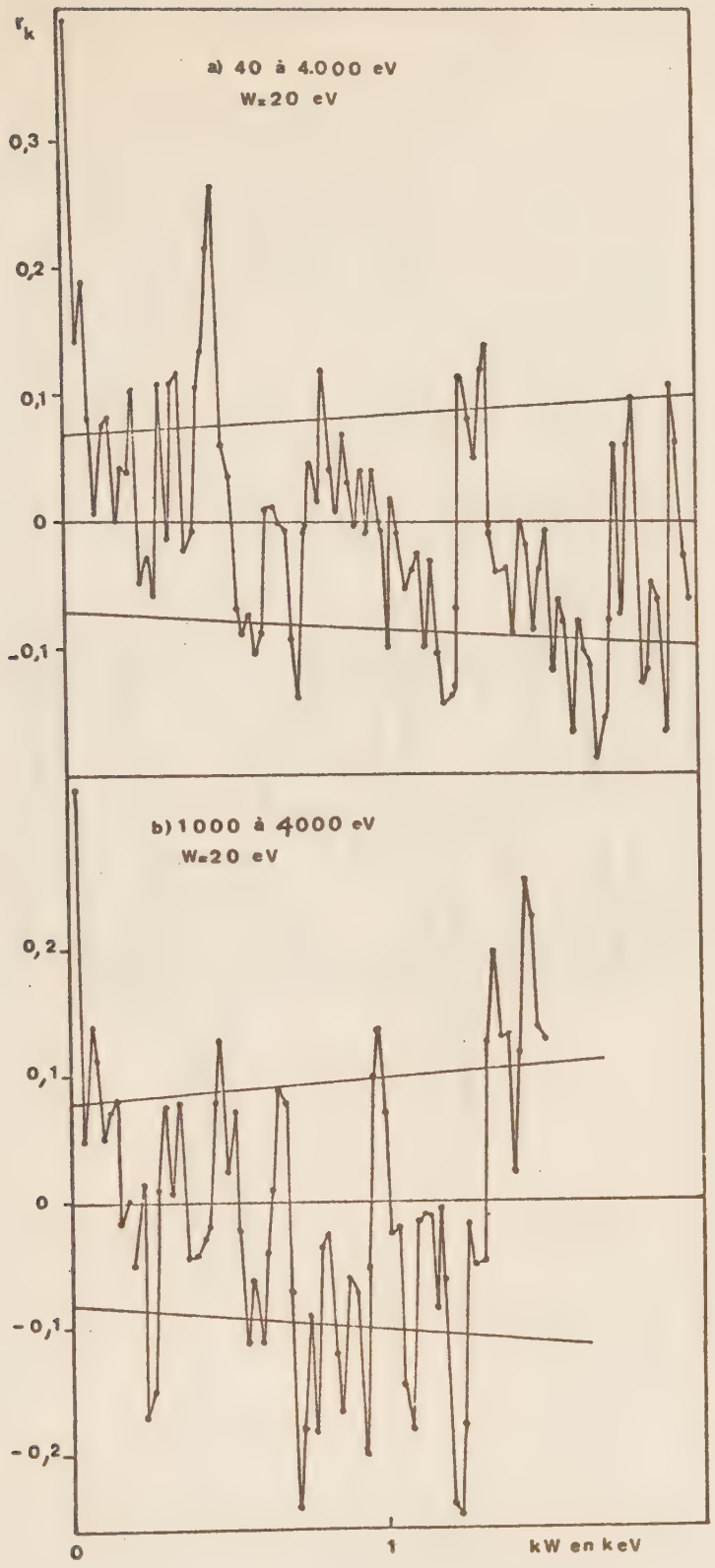


Fig.V.3

Autocorrélogrammes déduits de la section efficace de fission.
On a représenté sur les figures la bande correspondant à l'erreur sur un coefficient r_k nul (déviation standard).

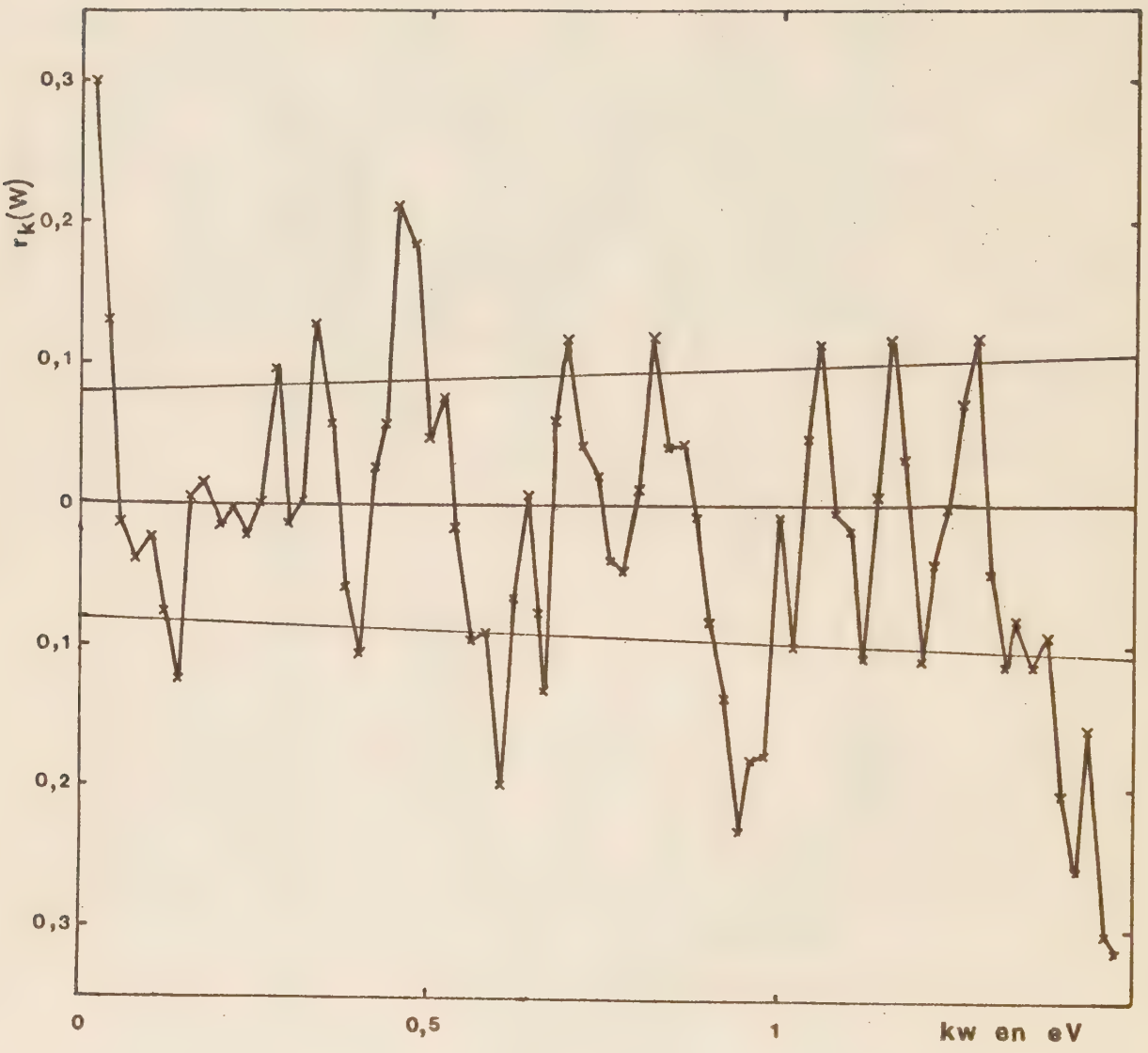


Fig.V.4

Autocorrélogramme déduit de la section efficace totale. On a représenté sur la figure la bande correspondant à l'erreur sur un coefficient r_k nul (déviation standard)

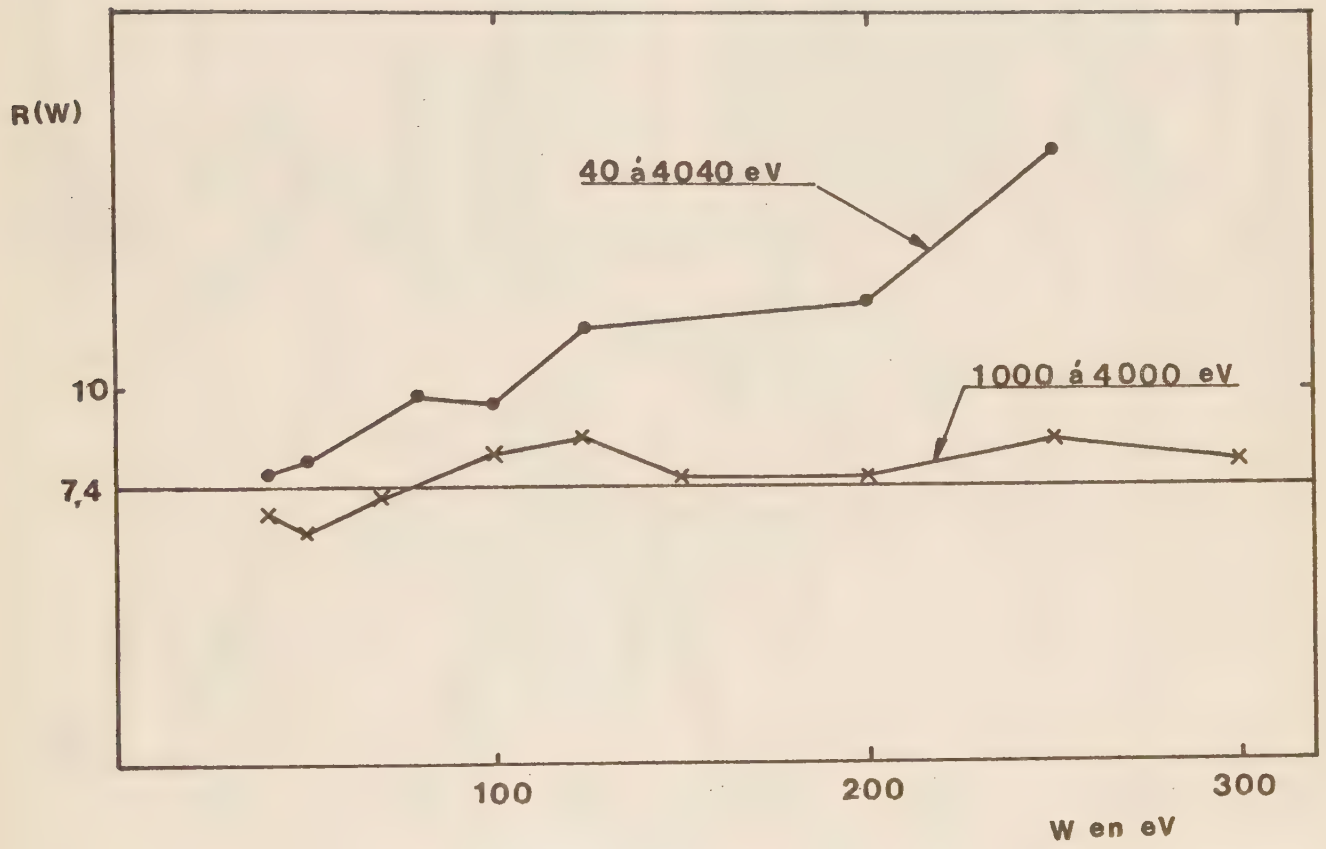


Fig.V.5

Variations des valeurs expérimentales de R(W) en fonction de W.
La valeur 7,4 représente la valeur théorique déduite
des paramètres moyens des résonances

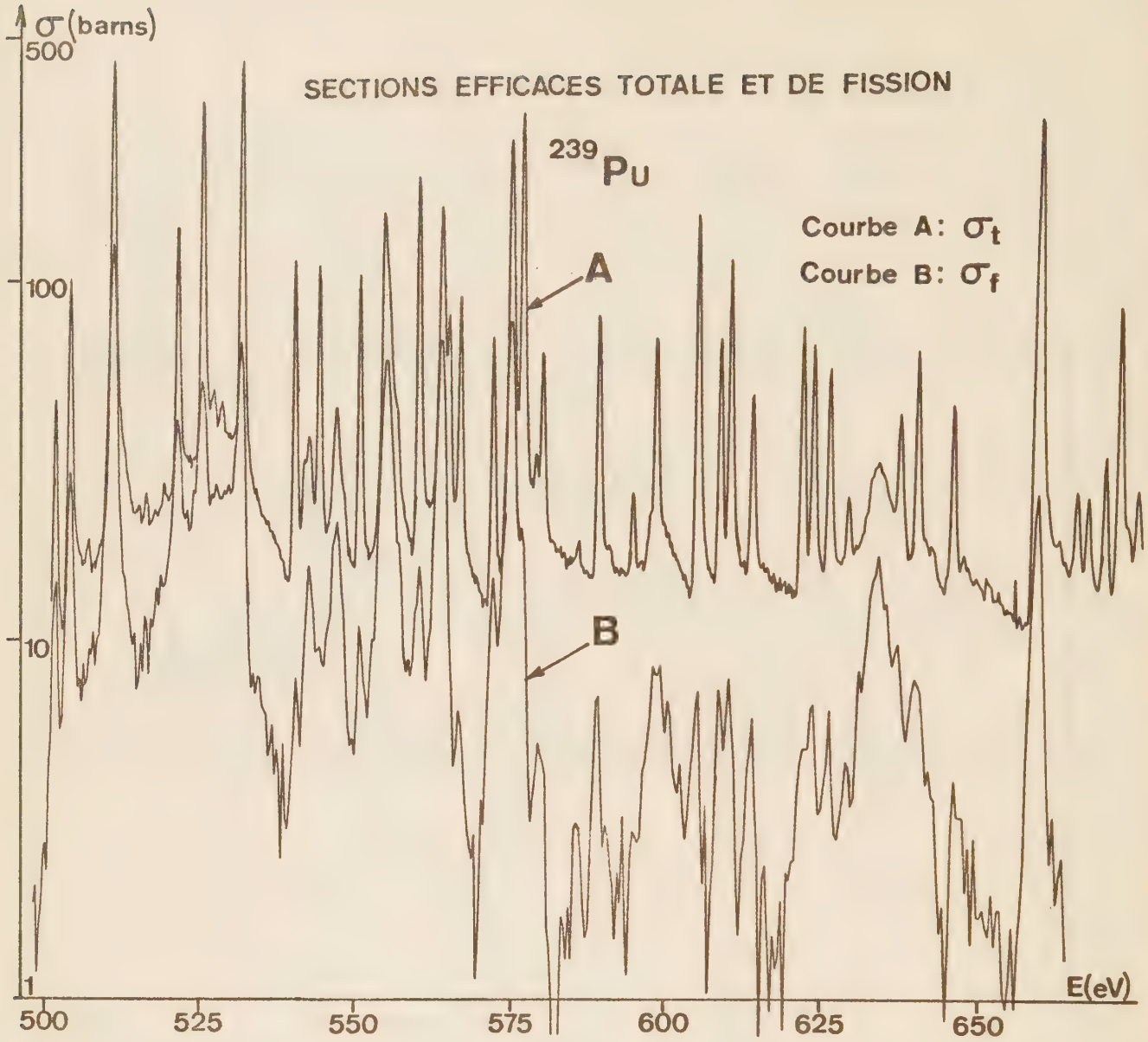


Fig.V.6

La courbe A représente la section efficace totale
et la courbe B la section efficace de fission

Pour la courbe B, entre 575 eV et 650 eV, aucune résonance étroite ne dépasse l'amplitude de quelques barns, alors que dans les autres intervalles d'énergie l'amplitude dépasse très souvent quelques dizaines de barns

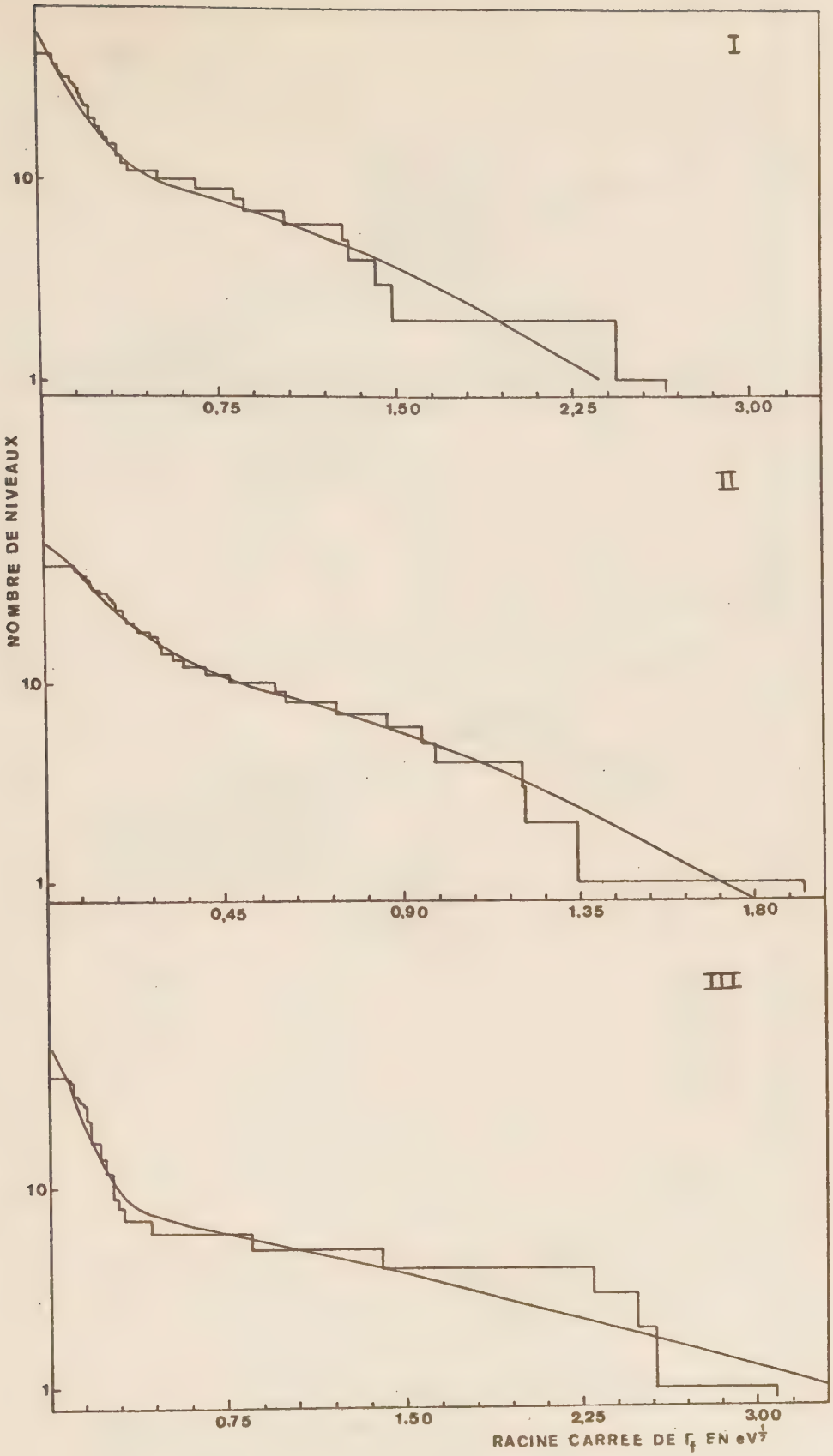


Fig.V.7

Distribution intégrale des largeurs de fission :

I : de 0 à 110 eV

II : de 110 à 220 eV

III : de 220 à 330 eV

Les paramètres correspondant aux courbes théoriques sont rassemblés dans le tableau V.1.

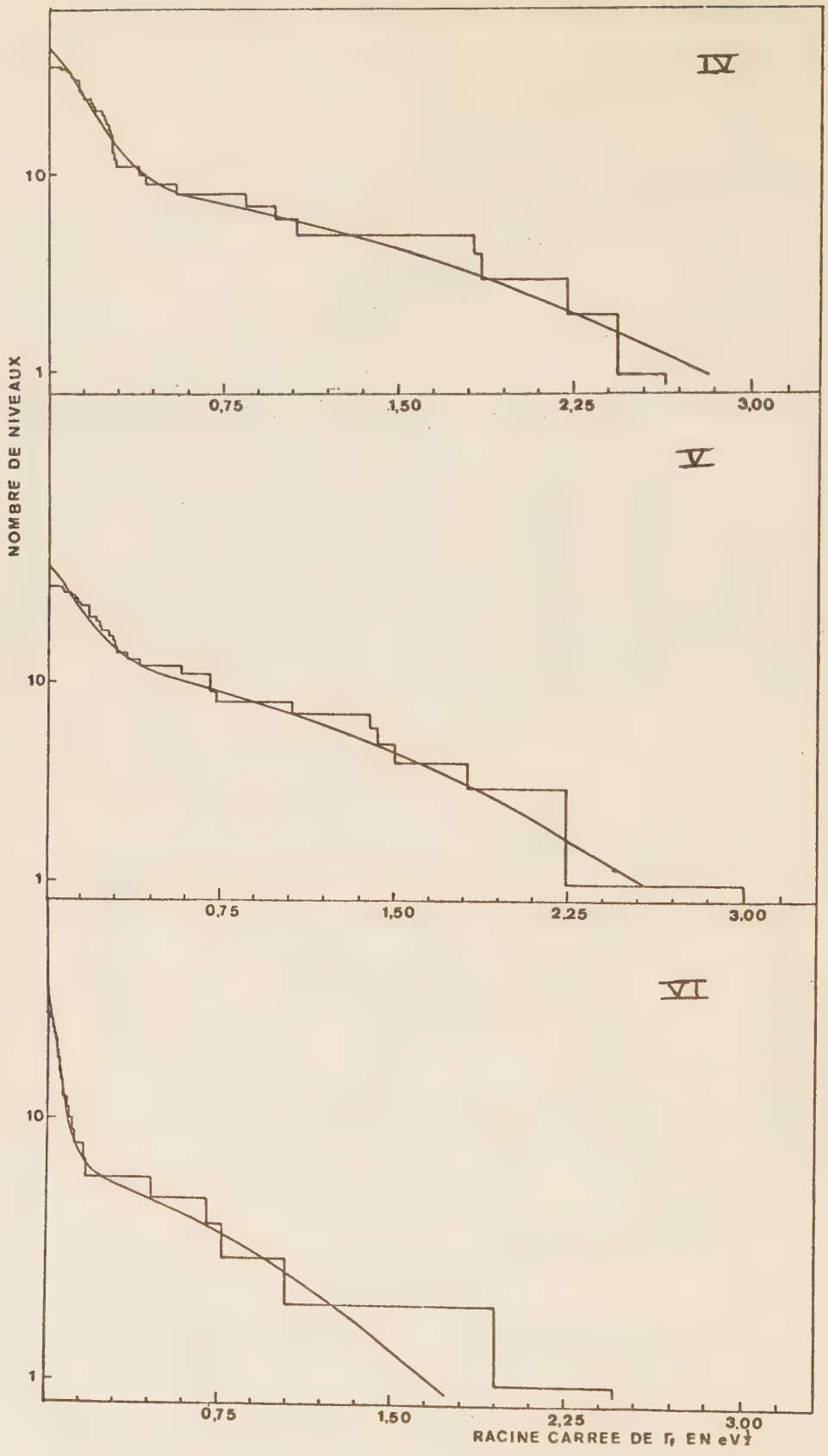


Fig.V.7 (suite)

Distribution intégrale des largeurs de fission :

IV : de 330 à 440 eV

V : de 440 à 550 eV

VI : de 550 à 660 eV

Les paramètres correspondant aux courbes théoriques sont rassemblés dans le tableau V.I.

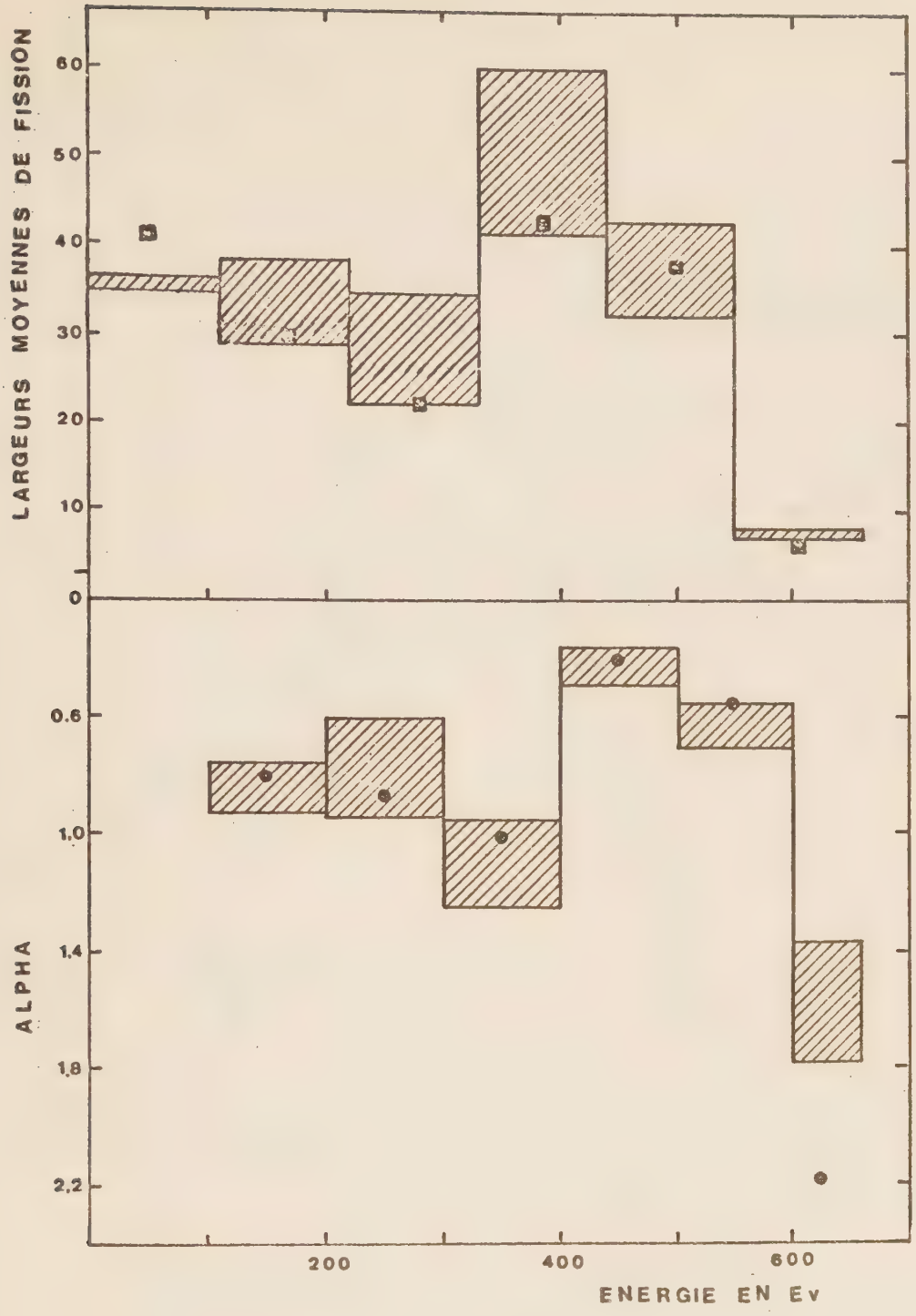


Fig.V.8

Variations des largeurs moyennes de fission et de $\alpha = \sigma_c/\sigma_f$ en fonction de l'énergie de 0 à 660 eV

■ : largeurs moyennes de fission déduites des six histogrammes de la figure V.7

● : valeurs de α calculées par la relation V.7 à partir des paramètres de résonances

Les lignes horizontales séparées par des zones hachurées indiquent les valeurs limites de $< \Gamma_f >_{I^+}$ données dans le tableau V.1 et les valeurs de α les plus probables (Réf. [V.15]).

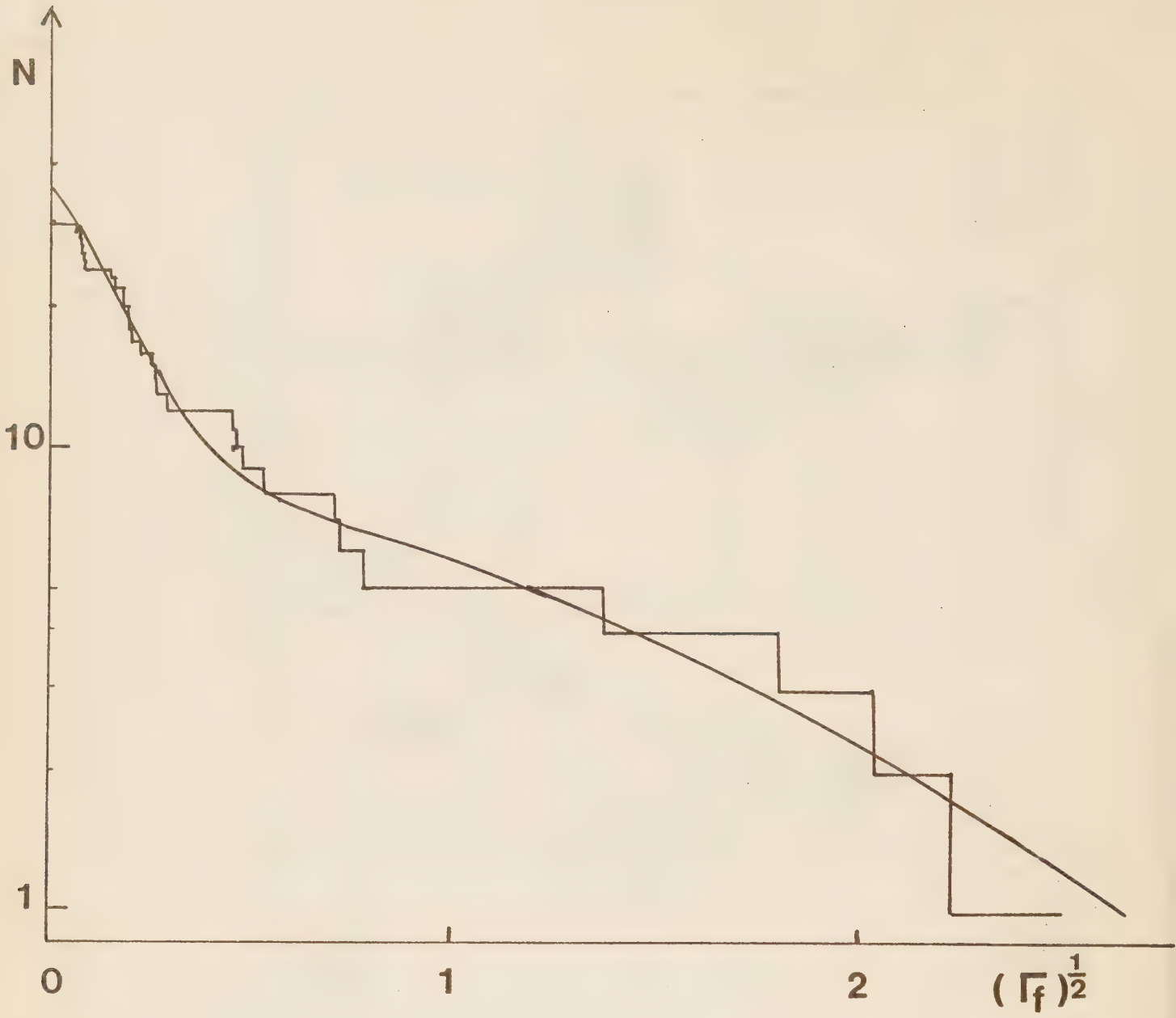


Fig. V.9.

Exemple de distribution intégrale des largeurs de fission obtenues par la méthode de Monte-Carlo dans un intervalle de 110 eV.

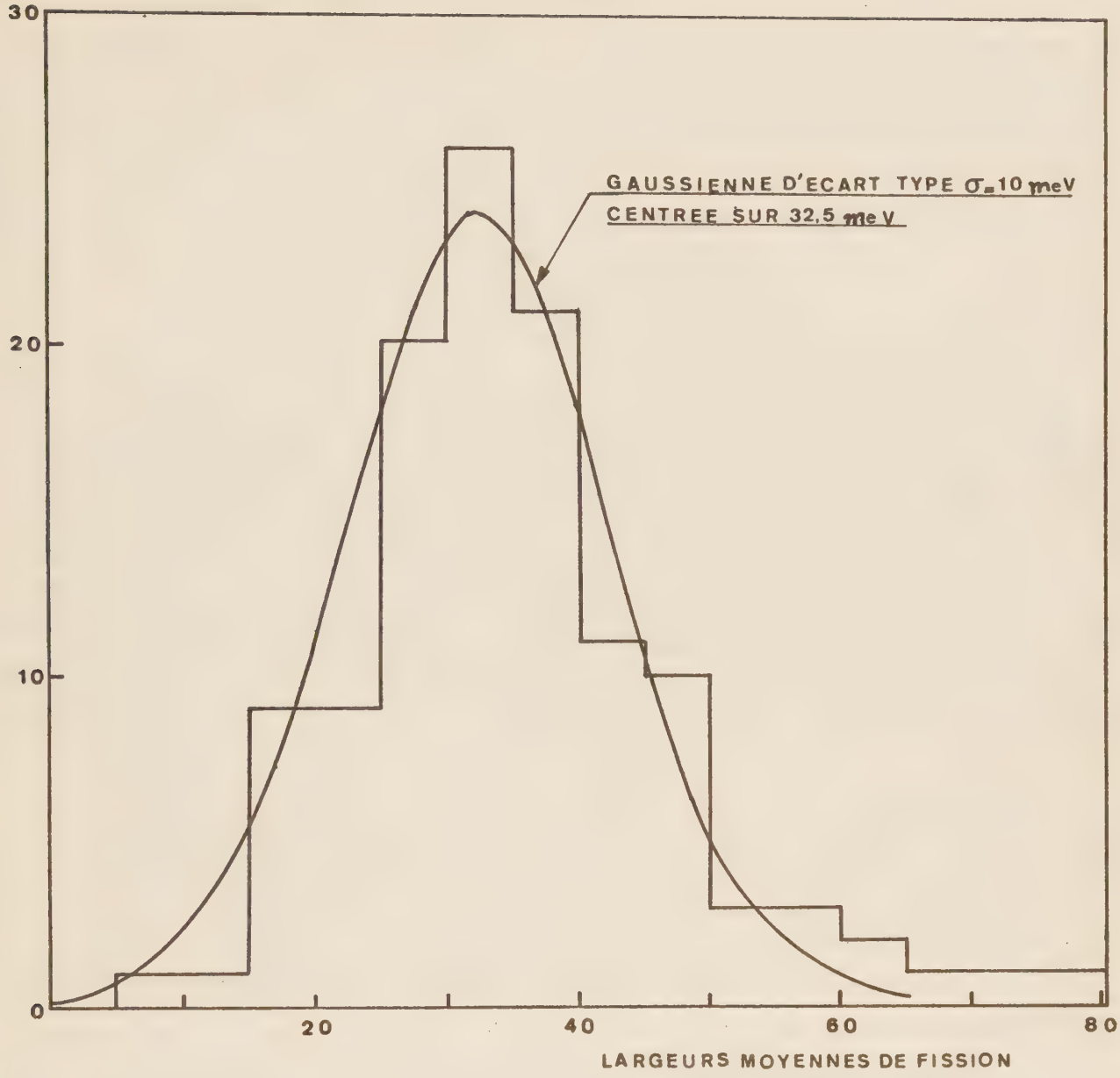


Fig.V.10

Distribution des largeurs moyennes de fission obtenues par la méthode de Monte-Carlo dans 120 intervalles indépendants de 110 eV. L'histogramme est assez bien représenté par une distribution gaussienne

CONCLUSION GENERALE

Les mesures que nous avons décrites et analysées nous ont permis d'établir un tableau à peu près complet des paramètres des résonances apparaissant dans les sections efficaces neutroniques de ^{239}Pu pour des énergies de neutron allant de 4 eV à 660 eV. Il semble que la plupart des résonances "s" ait été identifiée jusqu'à vers l'énergie de 300 eV; de 300 eV à 660 eV la résolution était encore suffisante pour que les paramètres de plus de 80 % de ces résonances aient pu être déterminés. Un des principaux résultats de l'analyse a été la classification des résonances suivant les deux états de spin 0^+ et 1^+ du noyau composé formé au cours de l'interaction avec un neutron de moment orbital l = 0; cette classification a été possible, d'une part, grâce aux résultats d'une mesure de section efficace de diffusion (due à J. Trochon et col.) et, d'autre part, grâce à des propriétés particulières du noyau de ^{239}Pu surtout en ce qui concerne le processus de fission. Ainsi les paramètres moyens caractérisant chacune des deux familles de résonances ont pu être établis avec une bonne précision; les propriétés essentielles en sont les suivantes :

1°/ Les fonctions densités $S_0^{\circ}{}^+$ et $S_1^{\circ}{}^+$ sont assez différentes ($S_0^{\circ}{}^+ = 1{,}3\ S_1^{\circ}{}^+$); mais malgré le nombre des résonances analysées il n'est pas possible de conclure à un effet de spin; la probabilité pour que cette différence soit due aux erreurs d'échantillonnage reste encore de 10 %;

2°/ les valeurs obtenues pour les largeurs moyennes de capture radiative sont peu différentes et compatibles avec une valeur unique;

3°/ les résonances larges observées dans les sections efficaces sont de spin 0^+ et ont des grandes largeurs de fission ($\langle\Gamma_f\rangle_{0^+} = 2145$ meV); la fission dans ces résonances est principalement due à une voie ouverte correspondant à l'état de transition 0^+ de la bande de rotation du fondamental.

4°/ la largeur moyenne de fission de l'état 1^+ est beaucoup plus faible ($\langle\Gamma_f\rangle_{1^+} = 35,5$ meV). Elle correspond à une fission sous le seuil due à l'état de transition 1^+ de doubles vibrations octupolaires prévu par J.J. Griffin.

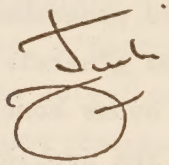
Une autre conséquence très importante de la séparation des deux familles de résonances 0^+ et 1^+ a été la mise en évidence d'une structure intermédiaire dans la section efficace de fission de la voie 1^+ par l'étude des fluctuations des largeurs moyennes de fission des résonances 1^+ dans six intervalles d'énergie de 0 à 660 eV. Cette structure intermédiaire est expliquée par l'effet d'une barrière de fission à deux maximums sur la fission sous le seuil de la voie 1^+.

Ces résultats ont pu être établis à partir d'une analyse de forme des résonances utilisant le formalisme de Breit et Wigner à un niveau. Nous avons malgré tout entrepris une autre analyse, dans un domaine d'énergie plus restreint, en utilisant un formalisme plus complet multiniveaux et c'est encore la connaissance du spin de la plupart des résonances qui a permis cette analyse. Dans ce but, nous avons mis au point un programme d'analyse multiniveaux utilisant une méthode d'ajustement par moindres carrés simultanément sur la section efficace totale et la section efficace de fission. Nous avons pu ainsi préciser les paramètres des résonances 0^+ dans lesquelles apparaissent des interférences très fortes dues à la fission. Le résultat le plus intéressant a été la mise en évidence d'une deuxième voie de fission 0^+ partiellement ouverte et une évaluation des paramètres de cette voie.

Au cours de la mise au point du programme d'analyse multiniveaux nous avons eu l'occasion d'étudier d'une façon plus générale les problèmes posés par l'analyse multiniveaux des noyaux fissiles. Nous avons conclu que le ^{239}Pu était le seul noyau fissile connu actuellement pour lequel ces problèmes pouvaient être résolus d'une manière satisfaisante dans un intervalle d'énergie comportant un grand nombre de résonances. Pour les autres noyaux fissiles deux difficultés majeures gènent l'analyse : la non-connaissance du spin de l'ensemble des résonances et la perte importante de niveaux due à leur recouvrement. Pour aller plus loin dans l'analyse multiniveaux il faudrait disposer de sections efficaces mesurées en utilisant un faisceau de neutrons polarisés et des cibles polarisées, ce qui permettrait d'accéder directement aux résonances d'un même état de spin et supprimerait la perte des niveaux due à la superposition de deux familles de résonances.

Vu et approuvé
Orsay, le 22 octobre 1973

Le Vice-Président du Centre d'Orsay :



M. STEINBERG.